ORSAY
N° d'ordre : 522

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR INGENIEUR

par

Ahmed EL MOUSSAOUI

MESURE DE NIVEAU DANS LE PRESSURISEUR D'UNE CENTRALE PWR PAR CAPTEUR THERMIQUE A RESISTANCE

Soutenue le 16 avril 1982, devant la Commission d'Examen

MM.	DEBRAINE	Président
	DONADIEU	
	JOVER	Examinateurs
	DONGUY	

ORSAY
N° d'ordre : 522

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR INGENIEUR

par

Ahmed EL MOUSSAOUI

MESURE DE NIVEAU DANS LE PRESSURISEUR D'UNE CENTRALE PWR PAR CAPTEUR THERMIQUE A RESISTANCE

Soutenue le 16 avril 1982, devant la Commission d'Examen

MM.	DEBRAINE	Président
	DONADIEU	
	JOVER	Examinateurs
	DONGUY	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

AVANT PROPOS

J'exprime ma gratitude à Monsieur le Professeur DEBRAINE pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant la direction de ce travail et en présidant le jury.

Je remercie Monsieur le Professeur DONADIEU qui a bien voulu s'intéresser à ce travail et accepter de participer au jury.

Je suis très reconnaissant à Monsieur WEILL, chef du département d'Electronique et d'Instrumentation Nucléaire pour l'accueil dans son service et à Monsieur JOVER, chef du service d'Electronique pour les Applications Industrielles et à Monsieur DONGUY Chef de groupe de la Détection de Rupture de Gaines pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail et les précieux conseils qu'ils m'ont prodigués tout au long de ce travail.

Je remercie Monsieur ZWINGELSTEIN pour l'honneur qu'il m'a fait en me proposant ce sujet de thèse.

Mes remerciements vont également à Monsieur CAVAREC qui s'est chargé de la partie matérielle de ce travail pour sa chaleureuse collaboration et à Madame TALLEC pour l'aide précieuse qu'elle m'a apportée.

Mes remerciements vont aussi à Mesdames BONOUVRIER, CHARRAVIN et FURTLEHNER pour leur gentillesse et leur aide pour la publication de ce travail et à Madame BONGUET qui en a assuré la dactylographie.

Que tous les ingénieurs et agents techniques du département et tout particulièrement Messieurs DOUET, POUJOL, LEMURE, WACONGNE, THONNET, BENOIT, DEAT et GUILLIER sachent que j'ai apprécié leur contact, toujours amical, durant mon séjour au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543522_0025

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION	1
Chapitre I - SITUATION DU PROBLEME	5
I.2. Les centrales PWR	5
I.2. Le pressuriseur	8
I.3. Contraintes du milieu sur la mesure du niveau	13
I.4. Les capteurs de niveau	15
I.5. Mesure de niveau par transducteur à effet thermique	18
Chapitre II - COMPORTEMENT DU CAPTEUR INSTALLE DANS LA CUVE DE MESURE	25
II.1. Echange d'énergie entre le capteur et l'installation	25
II.2. La convection libre	28
II.3. Nature de l'écoulement autour du capteur	29
II.4. Stratification du milieu de mesure	36
II.5. Convection combinée en cas d'APRP	38
Chapitre III - CARACTERISTIQUES DU CAPTEUR	45
III.1. Equation du capteur	45
III.2. Sensibilité du capteur	55
III.3. Evaluation numérique	56
III.4. Temps de réponse du capteur	60

Pages

Chapitre IV - REALISATION EXPERIMENTALE 63

IV.1. Description du matériel 65
IV.2. Résultats expérimentaux 72

Chapitre V - ESTIMATION DU TEMPS DE REPONSE PAR LA METHODE D'IDENTIFICATION 89

V.1. Identification par la méthode du modèle 90
V.2. La méthode du SIMPLEX 91
V.3. Fonction coût 96
V.4. Résultats numériques 99

CONCLUSION GENERALE 115

Annexe A - EVALUATION NUMERIQUE DE LA CARACTERISTIQUE DU CAPTEUR 117

Annexe B - GRANDEURS NUMERIQUES 135

BIBLIOGRAPHIE 145

TABLE DES PRINCIPALES NOTATIONS

		Unités SI
A	: surface	m^2
A_t	: $f(Pr) \cdot k \cdot \left(\frac{g\bar{\beta}}{\nu^2} Pr\right)^{1/3}$	
A_ℓ	: $g'(Pr) \cdot k \cdot \left(\frac{g\bar{\beta}}{\nu^2} Pr\right)^{1/4}$	
a	: $\frac{g\beta}{\nu^2}$	$s/m^3°C$
c	: chaleur spécifique	$kJ/kg°C$
D	: diamètre du capteur	m
d	: diamètre du fil en platine	m
E	: $G^{\ast\ast}\left(\frac{\nu^2}{gx^3}\right)^{2/15}$ = facteur de transition	
F	: résultante des forces de corps	N
$f(Pr)$	: fonction du nombre de Pr en présence d'un élément turbulent	
$g'(Pr)$	: fonction du nombre de Pr en présence d'un écoulement laminaire	
$g(Pr)$	: $\frac{6}{5g'(Pr)}$	
Gr_x	: $\frac{g\ \beta\ \theta\ x^3}{\nu^2}$ = nombre de Grashof local	
$Gr^{\ast\ast}_x$	: nombre de Grashof à flux constant $= \frac{g\ \bar{\beta}\ q''\ x^4}{k\ \nu^2}$	
$G^{\ast\ast}_x$	: $5\left(\frac{Gr^{\ast\ast}_x}{5}\right)^{1/5}$ = nombre de Grashof à flux modifié	
G'_r	: $\frac{g\bar{\beta} D^4 N}{\nu^2}$ = nombre de Grashof particulier (chapitre III, § III.4)	

H	: hauteur du capteur	m
h	: coefficient de transfert de chaleur	$W/m^2°C$
I	: courant d'échauffement	A
k	: conductivité thermique	$W/m°C$
K	: $\frac{R_e}{\sqrt{Gr}}$ = facteur de la convection combinée	
L	: longueur du capteur	m
l	: longueur du fil en platine	m
l_s	: longueur d'une spire	m
M	: masse	kg
N	: niveau d'eau	m
Nu	: $\frac{h.x}{k}$ = nombre de Nusselt	
Pr	: $\frac{\mu.c}{k}$ = nombre de Prandtl	
p	: pression du fluide	bar(1)
P	: puissance produite par Effet Joule dans le capteur	W
Q	: chaleur moyenne transférée par unité de temps	W(2)
q''	: flux de chaleur par unité de temps	W/m^2
q'''	: énergie produite par unité de temps et de volume	W/m^3
RP	: $R(T) = R_T$ résistance du fil en platine à la température T	Ω
Ra_x	: $Gr_x.Pr$ = nombre de Rayleigh	
$Ra^{\star\star}_x$	: $Gr^{\star\star}_x.Pr$ = nombre de Rayleigh modifié	
Re	: $\frac{vL}{\nu}$ = nombre de Reynolds	
r	: rayon ou coordonnée radiale	m
r_o	: rayon du fil en platine	m
T	: température	°C
$\overline{T}$	: T_m = température moyenne	°C
t	: temps	s
u	: vitesse axiale du fluide suivant l'axe ox	m/s

Vi : vitesse totale du fluide — m/s

Vo : volume — m^3

V : tension d'alimentation — V

v = vitesse radiale du fluide suivant l'axe oy ou or — m/s

w : vitesse du fluide suivant oz — m/s

x : coordonnée axiale compté du bas du capteur — m

y : r = coordonnée radiale comptée de l'axe du capteur — m

Δp : pression différentielle indiquée par le cpateur de niveau à pression différentielle — bar(1)

ΔR : $R - R_\infty$ = variation absolue de la résistance du fil en platine — Ω

ΔT : $\theta = T - T_\infty$ excès de température sur le milieu — °C

δ : épaisseur de la couche limite — m

η : $(\frac{\delta}{x})\ \frac{Gr_x}{4}^{1/4}$ = épaisseur de la couche limite normalisée

β : coefficient d'expansion thermique — 1/°C

μ : viscosité dynamique — $N.s/m^2$

ν : $\frac{\mu}{\rho}$ = viscosité cinématique — m^2/s

ρ : densité — kg/m^3

α_o : coefficient de température du platine — 1/°C

α : coefficient d'absorption

ε : émissivité normale

ϕ : $\frac{\overline{(T_f - T_\infty)}}{\overline{(T_S - T_\infty)}}$ = $\frac{\text{excès de température du fil sur le milieu}}{\text{excès de température du capteur sur le milieu}}$

τ : constante de temps — s

---

(1) 1 bar = 10^5 Pa

(2) 1 cal. = 4,1868 J

INDICES

bc : branche chaude
bf : branche froide
c : convection
e : eau
ex : extérieur
f : fil de platine
g : gaz = vapeur
H : hauteur du capteur
hy : hydrodynamique
i : intérieur
k : conduction
ℓ : laminaire
m : moyenne
p : platine
r : rayonnement
rad : radiation
ré : référence
S : surface
st : stumatite
t : turbulent
th : thermique
tr : transition
v : vapeur
w : paroi
∞ : indique la masse du fluide
amb : ambiante

INTRODUCTION

Le récent accident (1979) survenu à la centrale nucléaire, du type à eau pressurisée, de Three Mile Island 2 (TMI-2), a souligné le manque d'instrumentation permettant de faire l'inventaire de l'eau dans le circuit primaire et l'inadaptation du système de mesure de niveau actuellement implanté sur les centrales commercialisées.

Le problème de la mesure de niveau s'est posé donc d'une façon générale en ce sens qu'on ne peut pas se contenter de la mesure de niveau dans le pressuriseur seulement comme c'est le cas actuellement pour la plupart des centrales PWR*, mais un système de mesure de niveau d'eau dans la cuve du réacteur s'avère très utile surtout en cas d'anomalie telle que APRP**.

Actuellement, seul le détecteur de niveau à pression différentielle implanté au niveau du pressuriseur donne une information sur le contenu d'eau du circuit primaire. Ce système, basé sur la conversion de la différence de pression entre le haut et le bas du pressuriseur, a perdu sa crédibilité pour deux raisons :

- En configuration de fonctionnement "normale", l'indication de niveau est faussée par la présence de la mousse à la surface de l'eau.

- En configuration "anormale" c'est-à-dire en présence d'un APRP, ce système donne des informations erronées à cause du passage du régime statique au régime dynamique.

---

*PWR : Pressurised Water Reactor

**APRP : Accident Perte de Réfrigérant Primaire

Un besoin urgent s'est fait donc sentir pour mettre au point de nouveaux systèmes de mesure de niveau répondant aux nouvelles exigeances qu'on peut résumer comme suit :

- Mesure continue du niveau dans le pressuriseur en configurations de fonctionnement normale et anormale.

- Exactitude de l'information : le système doit tenir compte de la présence de la mousse.

- Fiabilité de l'instrument.

Plusieurs systèmes, utilisant des procédés très variés, sont actuellement à l'étude. Les plus importants susceptibles de déboucher sur des applications industrielles sont :

- détermination du niveau par mesure des températures de saturation de l'eau, de la mousse et de la vapeur à l'aide des thermocouples normaux ou par des éléments à thermocouples différentiels,

- évaluation du niveau par mesure de la résistivité électrique du milieu.

Ces systèmes, qui délivrent une mesure discontinue du niveau, nécessitent la résolution des problèmes de fiabilité et de l'interprétation des informations en temps réel. Ils font appel à une électronique lourde et donc onéreuse.

Le présent travail propose un système de mesure de niveau dans le pressuriseur basé sur la mesure des résistances thermiques moyennes de l'eau, de la mousse et de la vapeur. En effet, en présence d'un corps chaud ayant une température supérieure à celle du milieu, le pouvoir refroidisseur de l'eau est supérieur à celui de la mousse et de la vapeur.

Ce système utilise une canne autochauffante avec, dans sa version simple, un fil en platine (choisi pour sa caractéristique résistive) qui assure en même temps les fonctions de transduction et d'échauffement. C'est donc un capteur thermique à résistance.

Le phénomène physique de base de mesure de niveau par ce capteur autochauffant est que, pour une génération d'énergie donnée, l'accroissement de la température du capteur dépend de la suscepti-

bilité du capteur à dissiper la chaleur à son milieu extérieur autrement dit du coefficient de transfert de chaleur global du milieu. En effet, si le capteur est le siège d'une génération d'énergie uniforme et constante, la chaleur produite sera évacuée différemment suivant qu'on est en présence de l'eau (grand échange thermique) ou de la mousse et de la vapeur (faible échange thermique). En conséquence, la température du capteur variera avec le coefficient de transfert de chaleur global qui est fonction des quantités d'eau et de la mousse-vapeur présentes dans le pressuriseur donc du niveau. Comme la résistance du fil en platine est fonction de la température, la variation du niveau donc peut être contrôlée par la variation de la résistance.

Ce système a été retenu essentiellement parce que :

- il permet une mesure continue,
- amélioré, il peut opérer dans toutes conditions de fonctionnement,
- l'influence des radiations est faible,
- sa fiabilité, sa simplicité et donc son coût que ce soit au stade de la réalisation ou de l'implantation sur le site.

Ce travail ne prétend nullement être exhaustif. La mousse dont on ignore les propriétés physiques et thermiques est assimilée à la vapeur ; l'état thermodynamique de l'eau et de la vapeur, la présence de la condensation qui ont leur importance ne sont pas pris en compte. Cette étude suppose un modèle du pressuriseur à l'état de saturation avec une phase vapeur à l'état sec nettement séparée de la phase liquide.

Les principaux objets de ce travail sont :

- situer le problème que pose la mesure de niveau dans le pressuriseur,
- vérifier le principe et la "faisabilité" du capteur thermique à résistance.

Nous commencerons par situer le problème et énumérer les contraintes qui se posent à la réalisation d'une mesure de niveau par un tel capteur. La détermination d'une équation "compacte" du capteur au deuxième chapitre, rendra compte de l'importance de la convection. Celle-ci fera l'objet du troisième chapitre. Nous terminerons ce travail par une réalisation expérimentale suivie de la détermination de la constante de temps par la méthode d'identification.

Chapitre I

SITUATION DU PROBLEME.

Pour mieux cerner le problème de la mesure du niveau dans le pressuriseur et appréhender les contraintes et les difficultés que pose une telle mesure, nous commencerons par une présentation très succincte de la centrale nucléaire à eau pressurisée (Pressurised Water Reactor : PWR) ; nous nous attarderons toutefois sur tout ce qui a trait au pressuriseur. Une description détaillée des différentes parties de la centrale et les fonctions qu'elles remplissent sont données aux références [1] et [2].

I.I. LES CENTRALES PWR.

La filière des centrales à eau pressurisée est actuellement la plus répandue dans le monde. Leur taille dépend de leur puissance qui est très variable ; elle peut aller de 50 MWe jusqu'à 1300 MWe.

Indépendamment de leur puissance, leur principe de fonctionnement reste le même, c'est le nombre de boucles d'échange de chaleur qui varie. Ainsi les "tranches PWR 900 MWe" comportent trois boucles de refroidissement (Fig. 1.1).

Les centrales PWR sont à cycle indirect en ce sens qu'elles possèdent pour chaque boucle deux circuits isolés l'un de l'autre pour travailler sous pression et empêcher la circulation du fluide radioactif dans la salle des machines (Fig. 1.2).

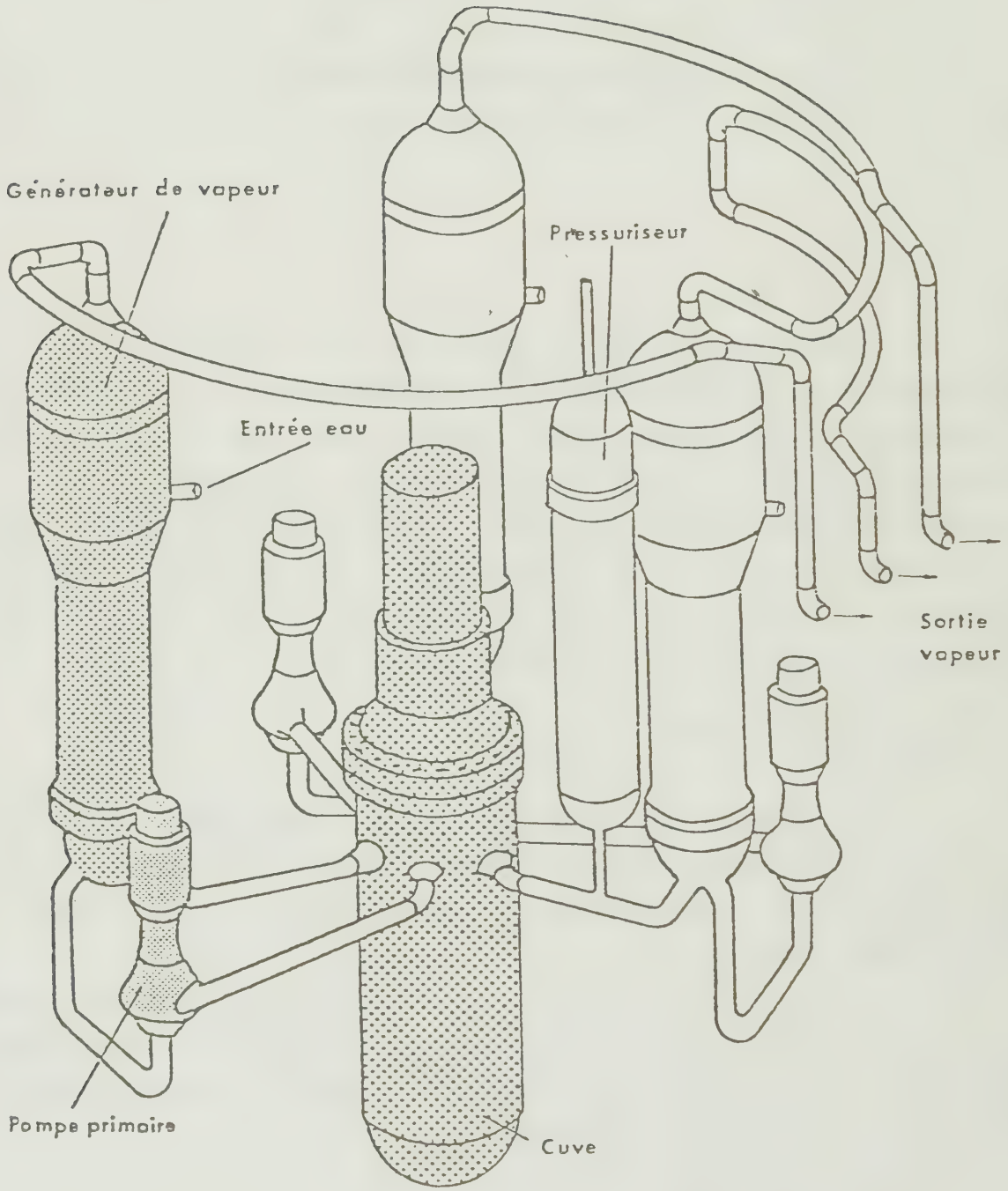


Fig. 1.1 - Schéma de principe tranche PWR.
"Le circuit primaire 3 boucles".

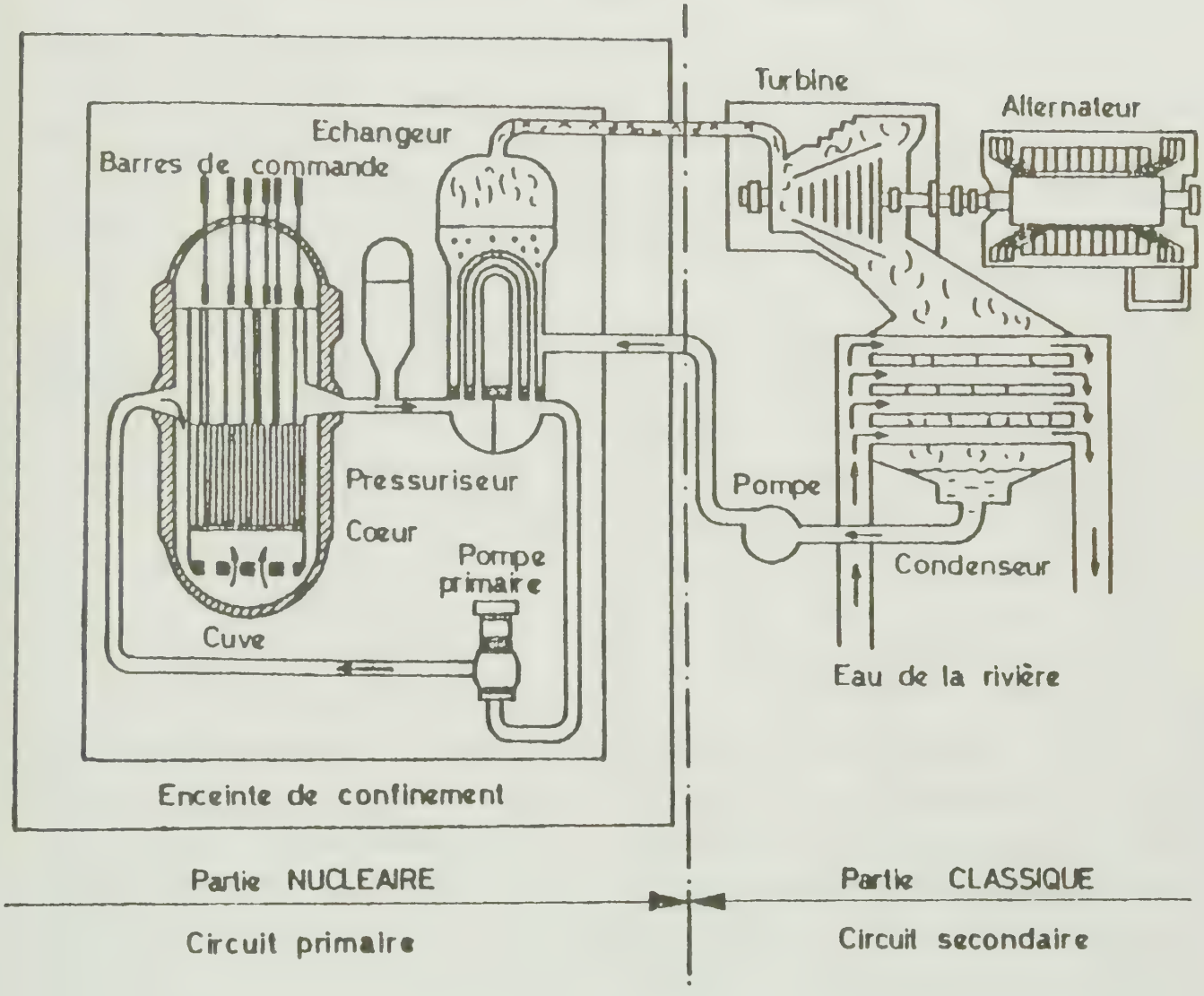


Fig. 1.2 - Schéma de principe d'une tranche nucléaire PWR 900.

La partie nucléaire de la centrale comporte le réacteur et la boucle primaire.

Le réacteur, siège de la réaction de fission, constitue la source primaire de la chaleur, son contrôle est assuré à court terme par les barres de contrôle et à moyen et long terme par l'action sur l'acide borique contenu dans le fluide primaire.

La boucle primaire est chargée de transmettre la chaleur du réacteur au secondaire, via le générateur de vapeur (GV), par une circulation forcée de l'eau primaire. Elle est maintenue sous une pression élevée (155 bars) dans le but de travailler à de hautes températures (environ 300°C) tout en évitant l'ébullition de l'eau primaire.

Les variations de charge au secondaire se répercutent via le GV sur le circuit primaire par une variation de la température moyenne primaire qui engendre des dilatations de la masse d'eau primaire. La pression primaire change en conséquence. La stabilité du circuit primaire est assurée par le pressuriseur (Fig. 1.3).

I.2. LE PRESSURISEUR.

Le pressuriseur est un réservoir cylindrique construit de la même façon que la cuve du réacteur, c'est-à-dire d'un seul fût. L'intérieur est revêtu d'acier inoxydable (Fig. 1.4). Sa partie supérieure communique par des vannes de décharge et trois soupapes de sécurité avec un réservoir de décharge où peut aller se condenser la vapeur excédentaire. Il est raccordé à sa partie inférieure par la tuyauterie d'expansion (0,28 m de diamètre) à une branche chaude de l'une des boucles primaires.

Un seul pressuriseur est prévu pour chaque réacteur.

Le pressuriseur remplit deux fonctions essentielles :

- Absorption des variations de volume du fluide primaire.
- Maintien d'une pression sensiblement constante.

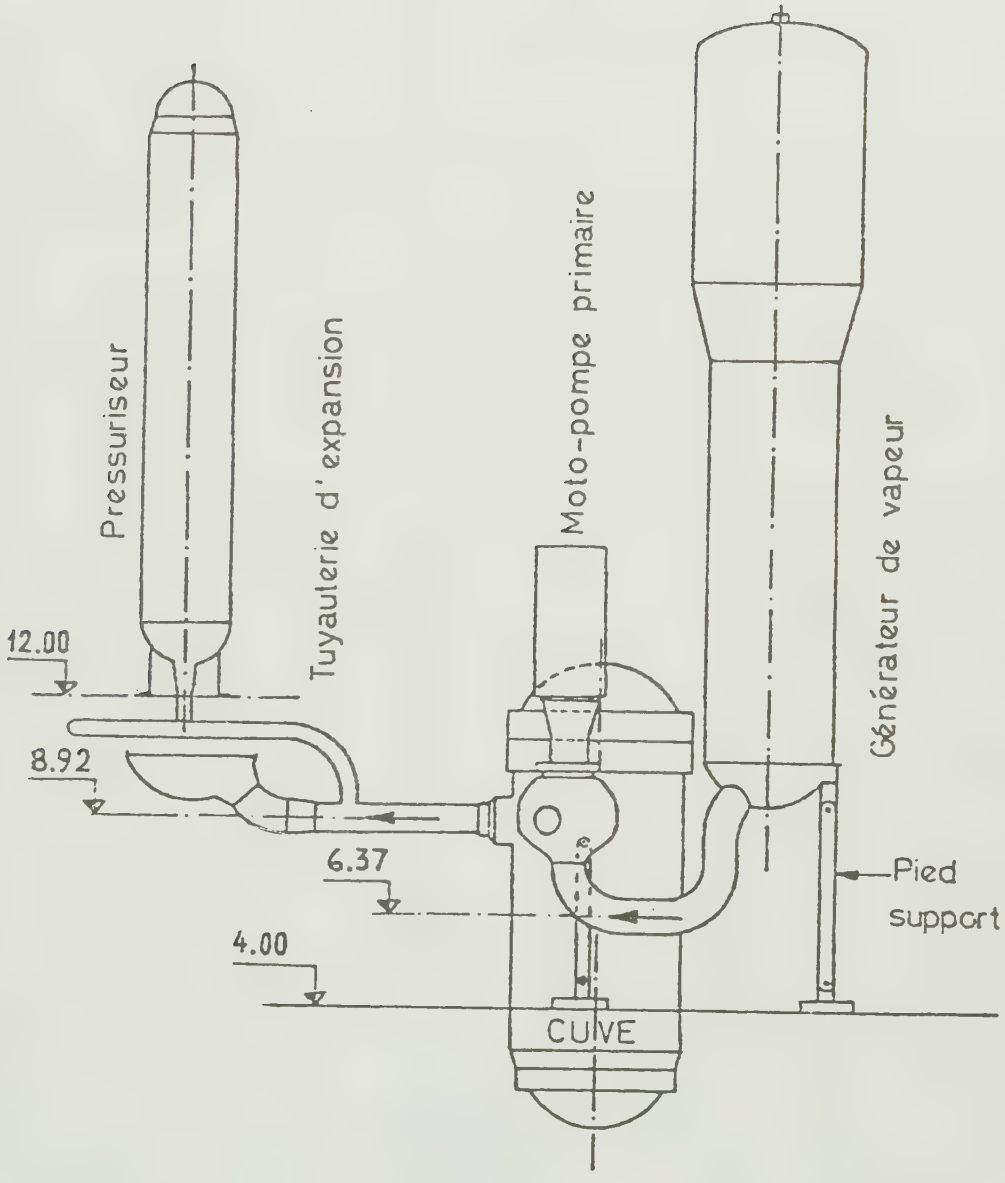


Fig. 1.3 - Constituants du circuit primaire.

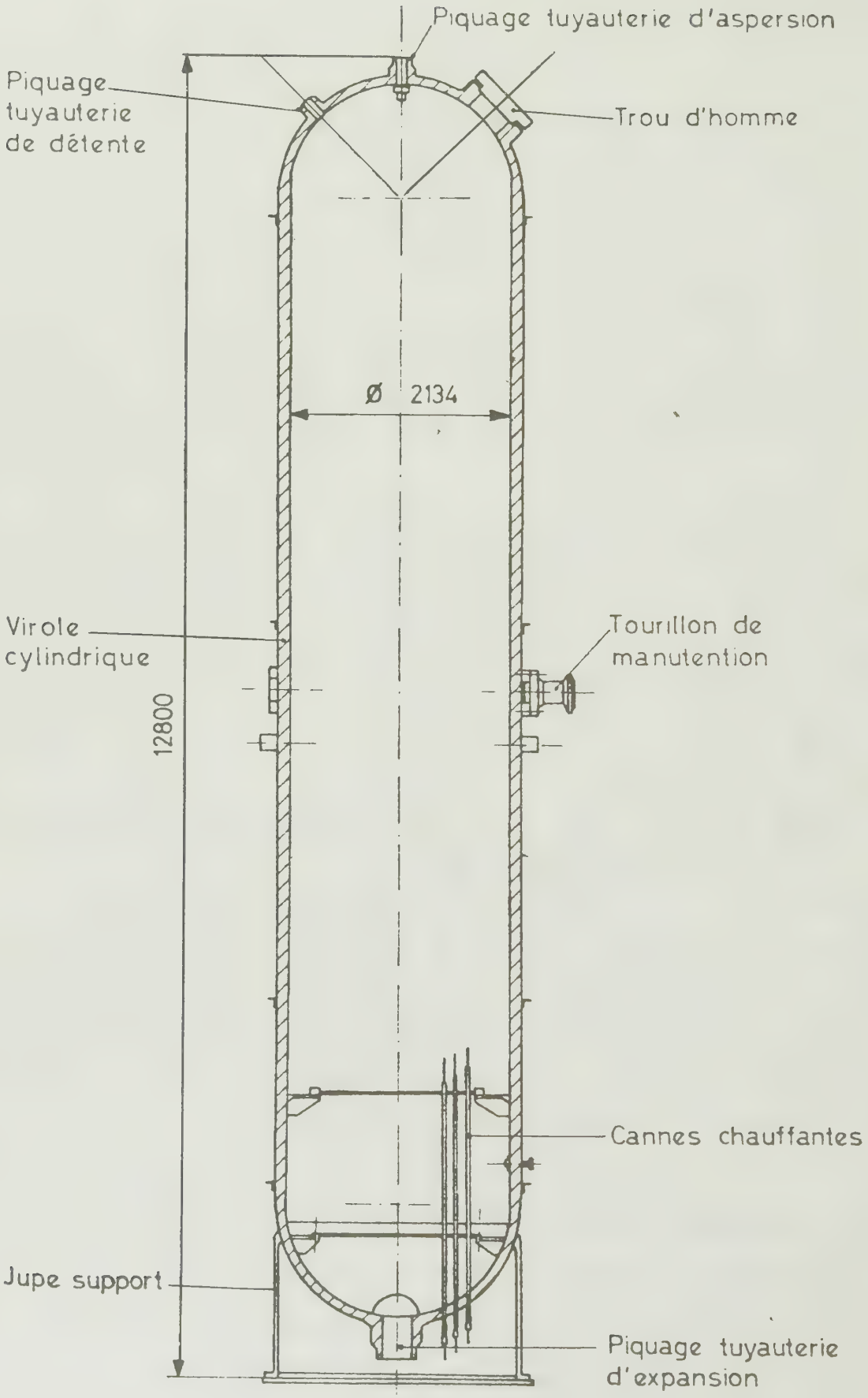


Fig. 1.4 - Le pressuriseur.

I.2.1. Absorption des variations de volume.

Rappelons d'abord que durant un mode de fonctionnement normal d'une centrale, le paramètre choisi pour ajuster la puissance primaire à celle demandée au secondaire est la température moyenne primaire T_m telle que :

$$T_m = \frac{T_{bc} + T_{bf}}{2}$$

T_{bc} : température de la branche chaude ≃ 322°C (100% de la charge)

T_{bf} : température de la branche froide ≃ 284°C (100% de la charge).

Ainsi suivant la puissance demandée au secondaire, une chaîne de régulation qui, par comparaison de la température moyenne primaire à une consigne, ajuste la puissance neutronique du réacteur par l'action sur les barres de contrôle.

En fonctionnement normal et particulièrement lors des transitoires, le fluide primaire est sujet à de grandes variations de volume. En effet supposons dans un premier temps, pour mettre en évidence ces variations, qu'on maintient une pression constante à la sortie du GV. Dans ce cas toute variation de la charge se traduira par une variation de la température au primaire. Il s'en suivra donc, suivant que la charge augmente ou diminue, un accroissement ou une diminution de la température primaire. Cette variation de la température causera une variation de la densité donc du volume qui se traduira par une expansion ou une contraction du fluide primaire. C'est ce qui justifie, en partie, l'existence au circuit primaire de ce réservoir, haut de 12,8 m et large de 2 m qu'est le pressuriseur.

Dans ces conditions et même si la pression à la sortie du GV varie, des variations normales de la température au primaire conduiront à de grandes variations du volume ce qui nécessite en conséquence un surdimensionnement du pressuriseur et du GV.

En pratique, cherchant un compromis entre un bon rendement thermique (une meilleure caractéristique de la vapeur à la sortie du GV quelle que soit la charge), les températures limites et les dimensions du pressuriseur et du GV, on amène la température moyenne primaire et la pression au secondaire à varier suivant un programme déterminé fonction de la charge de la centrale.

I.2.2. Maintien d'une pression constante.

La deuxième fonction du pressuriseur, la plus importante, est le maintien d'une pression de l'ordre de 155 bars au primaire surtout pendant les transitoires de la charge. Ce résultat est obtenu en maintenant un équilibre eau-vapeur à la température de saturation correspondant à cette pression soit 345°C environ.

Pour atteindre ce but, le pressuriseur est muni d'une aspersion reliée à deux branches froides du primaire et qui se termine par une pomme d'arrosage, d'un système d'échauffement composé de 60 cannes de puissance unitaire 24 kW et de 3 soupapes de décharge reliées à un réservoir de décharge.

La régulation de la pression est assurée par la boucle de réglage de pression qui compare la pression mesurée à une valeur de consigne. Si la pression est plus grande, l'action sur l'aspersion permet d'abaisser la température en condensant une partie de la vapeur ; dans le cas où l'aspersion ne suffit pas, la chaîne de régulation commande les vannes de décharge pour extraire une partie de la vapeur. Par contre, l'abaissement de la pression est rattrapé par l'action sur les chaufferettes proportionnelles dans le cas où l'écart est faible ou sur les chaufferettes fixes en cas de chute excessive de la pression.

Régulation du niveau dans le pressuriseur.

On voit donc qu'il est capital de s'assurer à tout instant que le pressuriseur possède, à la fois, une phase liquide et une phase vapeur. Une perte excessive du fluide caloporteur conduirait à la découverte des chaufferettes voire même du coeur donc à leur destruction ; quant au matelas de vapeur nécessaire à la régulation de la pression, vu son importance, il fait l'objet d'une consigne réglementaire que l'opérateur doit respecter "ne pas perdre la bulle de vapeur au pressuriseur". D'où la nécessité de réguler le niveau du pressuriseur.

Une chaîne de régulation de niveau est prévue pour le pressuriseur. Elle permet d'ajuster le niveau réel du pressuriseur en le comparant à une consigne, par l'intermédiaire du régulateur chimique et volumétrique (RCV). La consigne du niveau est une

fonction croissante de la température moyenne primaire. En effet pour une température moyenne donnée correspond un niveau consigne bien déterminé qui dépend de la dilatation de l'eau primaire à cette température.

Lorsque l'écart entre le niveau mesuré et la consigne est élevé, pour une puissance de fonctionnement donnée, c'est le système de régulation de pression qui entre en jeu pour réduire l'écart. Dans les cas critiques (forte augmentation du niveau et donc de la pression) c'est l'opérateur qui intervient en agissant sur les vannes de décharge.

Signalons aussi que c'est au niveau du RCV que se font l'injection de l'acide borique, la purification et le traitement en permanence de l'eau primaire.

I.3. CONTRAINTES DU MILIEU SUR LA MESURE DE NIVEAU.

Nous sommes capables maintenant, après cette brève présentation de la centrale PWR, d'énumérer les contraintes qui se posent à la mesure de niveau dans le pressuriseur. Les exigences auxquelles doit satisfaire le capteur en découlent immédiatement. Ces contraintes peuvent se résumer comme suit :

I.3.1. Présence des radiations.

De par son emplacement même, le pressuriseur baigne en permanence dans une atmosphère très active avec surtout des rayons-X et des rayons-γ. Il peut être aussi soumis à une forte activité en cas d'anomalie telle que la rupture d'une gaine en zircaloy.

I.3.2. Conditions de fonctionnement.

Avant d'arriver à l'"état de fonctionnement normal" - état de saturation qui correspond à une haute température de l'ordre de 345°C et une pression de 155 bars -, la centrale passe par toute une série de stades ayant chacun des conditions de fonctionnement propres : le remplissage sous les conditions atmosphériques normales, le démarrage dans des conditions sous-critiques et la pleine charge sous des conditions critiques voire surcriti-

ques. Viennent s'ajouter à ceci les conditions de fonctionnement qui s'installent lors des APRP éventuels.

En outre, la présence de l'aspersion, des chaufferettes et de la branche d'expansion rend l'état thermodynamique du pressuriseur très complexe. Les chaufferettes et la branche d'expansion provoquent par leur apport d'énergie un gradient thermique dans la phase liquide et l'évaporation d'une certaine quantité d'eau ; l'aspersion et l'éventuelle ouverture des soupapes de décharge elles, sont responsables de la stratification de la température dans la phase vapeur et de la condensation d'une partie de celle-ci. Un échange continu de masse et d'énergie qui dépend de l'état thermodynamique de l'eau et de la vapeur s'établit donc dans le pressuriseur.

I.3.3. Absence d'une séparation nette entre la phase vapeur et la phase liquide.

La présence de l'acide borique dans l'eau primaire provoque, suite à des mouvements du fluide dans la cuve du pressuriseur et à l'aspersion, l'apparition d'une émulsion qui rend le niveau "flou" et donc difficilement mesurable.

I.3.4. Régime transitoire.

En plus des mouvements normaux et continuels causés par la variation de la charge - la plage de variation du niveau reste dans ce cas limitée et connue -, le niveau peut accuser des variations rapides et ceci pour différentes raisons : remplissage, APR, etc ... Il est donc important pour les aspects sécurité et qualité de contrôle que la réponse du capteur aux variations transitoires soit juste et rapide et ceci pour toutes les conditions de fonctionnement du remplissage à la pleine charge en passant par le démarrage et en prévoyant les APRP.

I.4. LES CAPTEURS DE NIVEAU.

L'examen de ces contraintes nous montre que plusieurs types de détecteurs de niveau en service dans l'industrie sont inadéquats à ce genre de mesure pour une raison ou une autre. Les détecteurs de niveau à semi-conducteurs, les circuits capacitifs, piézoélectriques, les détecteurs potentiométriques, électrolytiques, à ionisation et à mécanisme optique ont des problèmes de corrosion et de dommage en présence des radiations ; les manomètres à mercure sont inacceptables parce qu'un mélange accidentel du mercure avec le réfrigérant peut causer de graves problèmes de corrosion dans le réacteur ; les détecteurs à mécanisme flottant sont écartés à cause des grandes fluctuations du signal qu'ils produisent ; les systèmes utilisant des éléments radioactifs sont délaissés parce qu'un accident radioactif les rendrait inopérant ; les détecteurs soniques et ultrasoniques ne s'adaptent pas à ce genre de mesure à cause de leurs faibles température et pression de fonctionnement.

Plusieurs autres systèmes sont actuellement à l'étude ; ils font appel à des procédés de mesure très variés tels que la détermination du niveau par la mesure des températures de saturation de l'eau et de la vapeur par des thermocouples normaux ou des éléments à thermocouples différentiels [3], l'évaluation du niveau par la mesure de la résistivité du milieu [4], etc ... Toutefois leur exploitation nécessite la résolution d'un certain nombre de problèmes tels que :

- la fiabilité,
- l'interprétation des informations en temps réel.

Ces systèmes font appel souvent à une électronique lourde et donc onéreuse.

Qu'utilise-t-on actuellement ?

Le système implanté sur le pressuriseur des centrales PWR commercialisées est le détecteur de niveau à pression différentielle (Fig. 1.5). Il fait une mesure indirecte du niveau par la mesure de la pression différentielle.

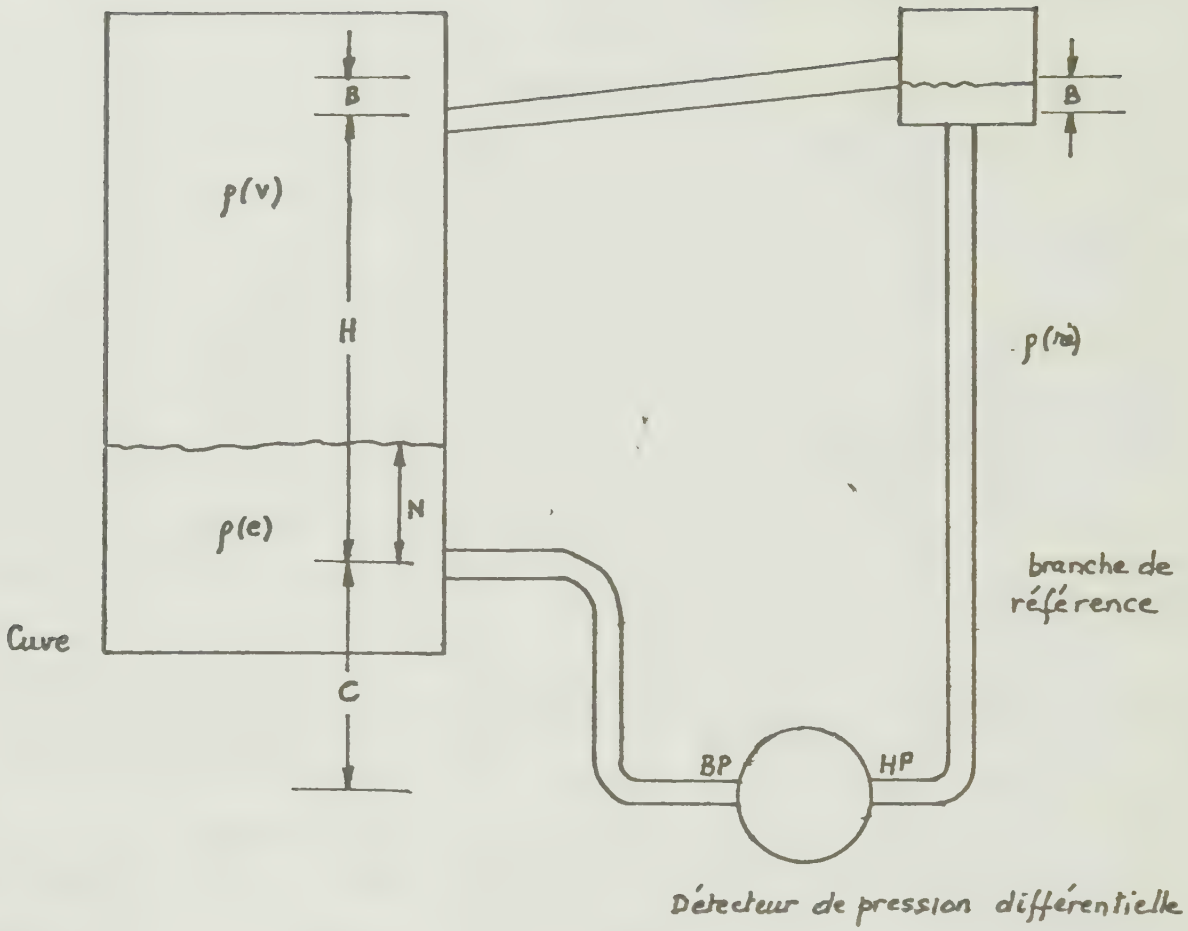


Fig. 1.5 - Schéma de mesure de niveau par un détecteur à pression différentielle.

Δp maxi.
Niveau minimum

$$N_{min}(m) = \frac{B[\rho(ré) - \rho(v)] + H[\rho(ré) - \rho(e)]}{\rho_e(20°C)}$$

Δp mini.
Niveau maximum

$$N_{max}(m) = \frac{B[\rho(ré) - \rho(v)] + H[\rho(ré) - \rho(v)]}{\rho_e(20°C)}$$

Le principe de base de ce système est d'avoir d'un côté (côté haute pression du capteur en général) une branche de référence pleine d'eau et de l'autre côté (basse pression) le liquide dont on veut connaître le niveau. L'eau de référence est la même que celle de la cuve. L'équation de base simplifiée de ce capteur en régime statique est :

$$\Delta p = p_{ré} - \rho_e g N \qquad (1.1)$$

où Δp : pression différentielle indiquée par le capteur,

$p_{ré}$: pression constante relative à la colonne de référence,

ρ_e : densité de l'eau,

g : constante gravitationnelle,

N : niveau du liquide.

Ce système qui donne satisfaction en régime statique a vu sa crédibilité diminuer depuis l'accident de Harrisburg [5]. Deux raisons essentielles à ceci :

1 - Transitoire du niveau.
2 - Présence de la mousse.

1 - Transitoire du niveau.

Dans le cas d'une fuite du réfrigérant, les pressions deviennent dynamiques. Il s'en suit un état d'"équilibre dynamique" qui dépend du débit de la fuite et auquel l'équation (1.1) ne s'applique plus. La correspondance entre Δp et le niveau ne subsiste plus et les valeurs indiquées sont par conséquent fausses.

2 - Présence de la mousse.

La couche de mousse présente dans le pressuriseur intervient dans la grandeur Δp et donne donc une valeur erronée de la mesure du niveau. En effet, si nous supposons que la densité de la mousse est moitié de celle de l'eau, à la limite le pressuriseur qui en marche normale est à moitié plein d'eau pourrait être vide d'eau et plein de mousse alors que le détecteur à pression différentielle indiquerait la même Δp et donc le même niveau.

Un autre inconvénient de ce détecteur est la différence de densité entre l'eau contenue dans la branche de référence et l'eau de la cuve. Ceci provient du fait que la branche de référence a été rejetée à l'extérieur de la cuve où la température est faible pour éviter l'évaporation de son eau. La relation (1.1) s'écrit dans ce cas :

$$\Delta p = \rho'_e \, g \, H_{ré} - \rho_e \, g \, N \qquad (1.2)$$

où ρ'_e : densité variable de l'eau dans la branche de référence,

ρ_e : densité de l'eau dans la cuve,

$H_{ré}$: hauteur de référence constante*.

Conclusion

Un système de mesure de niveau dans le pressuriseur basé sur la mesure de la pression différentielle doit être exclu car le passage à l'état dynamique où les informations de température et de pression sont variables et la présence de la mousse ne peuvent plus assurer une conversion juste du niveau.

I.5. MESURE DE NIVEAU PAR TRANSDUCTEUR A EFFET THERMIQUE.

Le système retenu pour mesurer le niveau dans le pressuriseur utilise une canne auto-chauffante ; il appartient donc à la famille des transducteurs à effet thermique. Son principe physique de base exploite le fait que la conductance thermique de l'eau est supérieure à celle de la vapeur.

Le transducteur, dans sa version simplifiée, est constitué par un fil en platine de faible diamètre (0,05 à 1 mm) bobiné sur un support isolant cylindrique. Le fil en platine a été choisi essentiellement pour sa caractéristique résistive et sa haute température de fusion (1769°C).

---

* En cas d'APRP la hauteur de référence est difficile à maintenir constante à cause de l'évaporation de son eau.

I.5.1. Principe de fonctionnement.

Le fil en platine a une résistance qui varie "proportionnellement" à la variation de la température du milieu dans lequel il est plongé. Sa caractéristique résistive est donnée par la formule de Callendar [6] (voir fig. 1.6)

$$\frac{R_T - R_o}{\alpha_o R_o} = T - \delta\left(\frac{T}{100} - 1\right)\frac{T}{100} \qquad (1.3)$$

où R_T : RP(T) = résistance du fil en platine à T°C,

R_o : RP(0) " " " " " à 0°C,

R_{100} : RP(100) " " " " " à 100°C,

α_o : $\frac{R_{100} - R_o}{100\ R_o} = 39{,}26.10^{-4}$ 1/°C

: coefficient de température

δ : constante de Callendar ≈ 1,496.

La "proportionnalité" de la résistance à la température, moyennant un faible courant de mesure, permet une conversion directe, à l'aide d'un circuit de mesure, à un courant ou une tension qui, calibrés, fournissent une lecture directe de la température moyenne du milieu. Or cette température est conditionnée par le niveau d'eau. On voit donc qu'il existe une relation entre la résistance et le niveau.

Tel qu'il est décrit ici, pour des conditions de température et de pression fixées, ce système est incapable de détecter une variation du niveau. La cause en est la faible différence de température qui existe entre la phase vapeur et la phase liquide (< 1°C).

Pour rendre ce capteur sensible à la variation du niveau, on envoie dans le fil en platine un courant beaucoup plus important que les habituels courants de mesure pour générer de la chaleur ; c'est le phénomène d'auto-échauffement. Ce courant doit être suffisant pour porter le capteur à une température nettement supérieure à celle du milieu ($\theta_e = T_S - T_\infty \approx 5$°C dans l'eau ; T_S = température de la surface du capteur, T_∞ = température du milieu prise loin du capteur dans la masse du fluide).

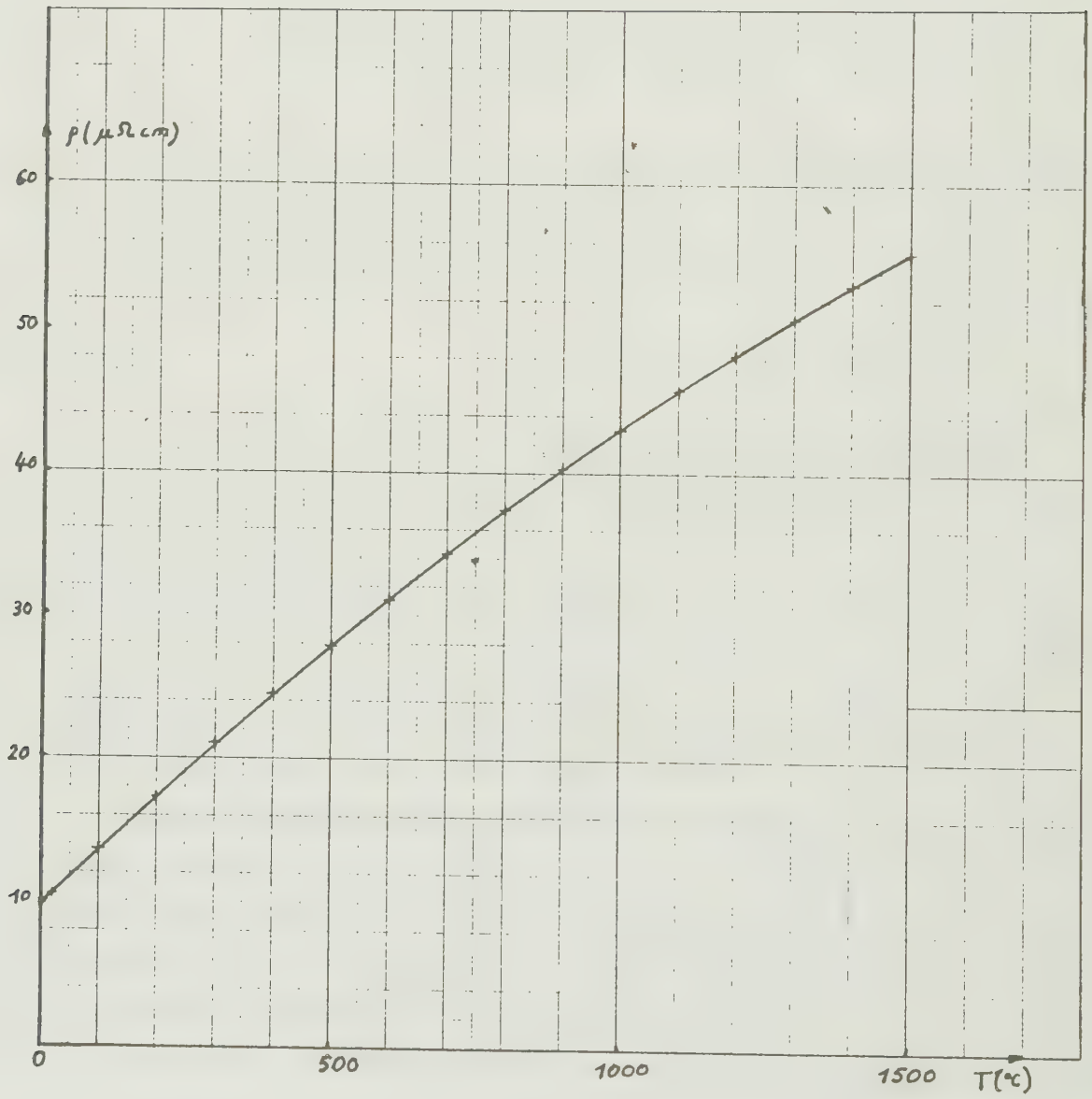


Fig. 1.6 - Caractéristique du platine.

Ainsi si l'on maintient la température du milieu fixe, l'accroissement de la température du capteur est fonction de deux choses :

- la génération de l'énergie par auto-échauffement résistif,
- la susceptibilité du capteur à dissiper la chaleur à son milieu extérieur.

La courbe d'auto-échauffement qui représente la dépendance de la résistance du fil en platine aux puissances générée et dissipée est linéaire à cause de la caractéristique résistive du platine. La pente de cette courbe est proportionnelle au temps de réponse du capteur comme on le verra ultérieurement.

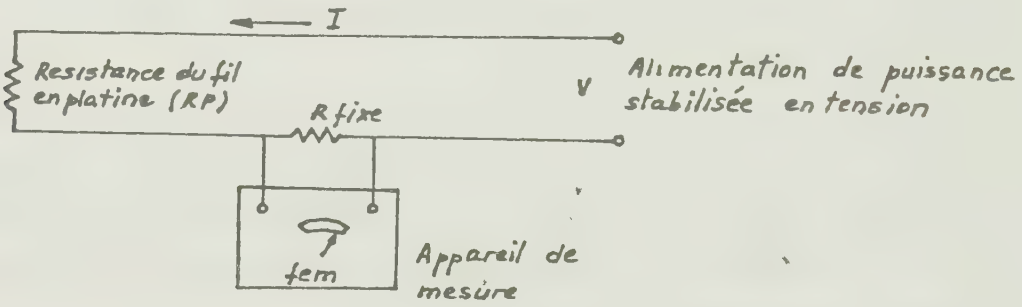
Le phénomène physique de base de la mesure du niveau par ce capteur autochauffant est que, pour une génération d'énergie donnée, l'accroissement de la température du capteur est inversement proportionnel au coefficient de transfert de chaleur global entre le capteur et le milieu. Comme ce coefficient est composé des coefficients de transfert de chaleur moyens de l'eau et de la vapeur, il s'en suit, qu'une variation du niveau conduira à une variation de la température du capteur donc de sa résistance.

En résumé, pour le capteur plongé dans un milieu ayant une température et une pression constantes, le taux d'énergie interne générée dépend de la grandeur du courant qui le traverse (effet joule = RI^2). Cette chaleur, qu'on maintient constante, sera évacuée différemment suivant qu'on est en présence de l'eau (grand échange thermique) ou de la vapeur (faible échange thermique). En conséquence, la température du capteur variera avec le coefficient de transfert de chaleur global qui est fonction du niveau. Comme la résistance du fil en platine est "proportionnelle" à sa température, la variation du niveau peut être donc contrôlée par la variation de la résistance.

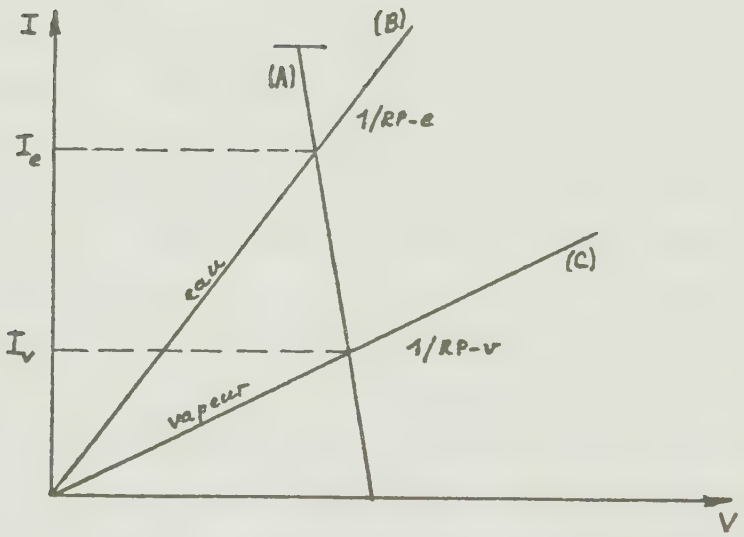
I.5.2. Variation de la résistance en fonction du niveau.

On peut intuitivement donner ici le sens de la variation de la résistance en fonction du niveau $R = f(N)$. En effet, la tension de sortie de l'alimentation stabilisée en tension varie très peu lors de son chargement par la résistance du fil en platine

(Fig. 1.7 (a), (b) courbe (A)). A la limite lorsque la cuve est remplie d'eau le fil refroidi aura une faible résistance, à l'inverse si la cuve contient de la vapeur la température du fil sera grande et sa résistance aussi (Fig. 1.7 (b)).



(a) Circuit de mesure série



(b) (A) Caractéristique de puissance de l'alimentation stabilisée en tension.

(B) Droite de charge en présence de l'eau.

(C) Droite de charge en présence de la vapeur.

Fig. 1.7 - Mesure de la résistance par la méthode série.

I.5.3. Comportement du capteur dans le milieu de mesure.

a - Température de fonctionnement.

Comme le platine a une grande température de fusion, on l'amène à travailler à des températures supérieures à celle du milieu (la température du milieu est de l'ordre de 345°C) pour provoquer les échanges thermiques du capteur vers le milieu. La sensibilité du capteur dépend d'ailleurs de sa température ou ce qui revient au même de la puissance produite et de la puissance dissipée par le capteur.

Basé sur les échanges thermiques, ce capteur sera très sensible d'une part aux changements des conditions de température et de pression de fonctionnement qui peuvent être provoqués par une variation de la charge ou le déclenchement d'APRP, d'autre part au gradient thermique provoqué par l'aspersion ou les chauffferettes. Pour remédier à ces phénomènes, un montage de type différentiel utilisant deux ou trois fils en platine pourrait être adopté (voir chapitre II, § II.4).

b - Présence de la mousse.

La présence de la mousse à la surface de l'eau intervient certainement dans les échanges thermiques. Son influence dépend de son épaisseur, variable, et de ses propriétés physiques et thermiques dont on ne connaît pratiquement rien. Cependant, contrairement au capteur de niveau à pression différentielle, nous espérons que la mousse ne constituera pas un grand handicap dans ce cas puisque, comme nous le verrons plus loin (chapitre III), l'équation du capteur ne fait pas intervenir que la grandeur densité mais les propriétés physiques et thermiques des fluides et leurs coefficients de transfert de chaleur. Une expérience en présence de la mousse serait riche en informations pour la mesure exacte du niveau.

c - Le transitoire du niveau.

L'efficacité de ce capteur dépend de son aptitude à suivre le transitoire du niveau, c'est-à-dire de son temps de réponse. Il ne doit pas être trop faible (< 0,3 sec.) pour éviter les fluctuations du signal de sortie ni trop grand pour pouvoir suivre

les variations du niveau. Le temps de réponse dépend de l'aptitude du capteur à dissiper la chaleur donc de sa conception et en particulier de son inertie thermique.

Nous verrons ultérieurement (Chapitre II, § II.5) en se basant sur les données enregistrées lors de l'accident de Harrisburg comment on peut estimer l'ordre de grandeur de cette caractéristique.

d - Influence des radiations.

L'interaction des radiations avec la matière fait l'objet de nombreux ouvrages spécialisés que l'on peut trouver aux références [1] et [7].

Les études du comportement des collectrons aux émetteurs de platine [8] ont montré que le courant induit par les radiations nucléaires dans les fils en platine de faibles diamètres sont de quelques µA ce qui est négligeable dans notre cas compte tenu des ordres de grandeurs des courants d'échauffement (0,5 A à 1 A).

Quant au support, on suppose qu'il appartient à la famille des céramiques qui ont fait leur preuve dans les réacteurs.

Conclusion.

Ce chapitre montre que le pressuriseur est le siège de nombreux phénomènes difficiles à cerner. La prise en compte de ces phénomènes dans l'étude du capteur thermique est une chose ardue. Aussi, nous supposerons par la suite, dans un but de simplification, que le pressuriseur est en état de saturation et que les phases liquide et vapeur sont homogènes et présentent une surface de séparation nette (la mousse est assimilée à la vapeur).

L'étude du capteur thermique en présence de la mousse doit faire l'objet d'une expérience particulière et nécessite obligatoirement la protection du capteur thermique étant donné la mauvaise résistivité de l'eau dans ce cas où le fil de platine est directement en contact avec l'eau.

Chapitre II

COMPORTEMENT DU CAPTEUR INSTALLE DANS LA CUVE DE MESURE.

Après une brève analyse des différents modes d'échanges calorifiques et notamment la convection libre qui constitue le mode prédominant dans ce cas, nous présenterons les deux problèmes caractéristiques de cas de mesure à savoir :

- la stratification de la température du milieu,
- le déclenchement d'un APRP.

II.1. ECHANGE D'ENERGIE ENTRE LE CAPTEUR ET L'INSTALLATION.

On entend par capteur, l'entité formée par le support en stumatite* et le fil en platine qui constitue l'élément sensible ou transducteur.

Le capteur installé dans la cuve contenant de l'eau et de la vapeur est porté à une température supérieure à celle du milieu (Fig. 2.1).

---

*La stumatite est une variété de roche extraite de la nature. Elle présente l'avantage de se laisser travailler facilement à l'état cru. Une fois modelée, elle est cuite dans des fours à des températures de 1050°C ou 1300°C suivant l'usage. La stumatite cuite se transforme en une céramique qui peut se substituer, pour certaines utilisations, aux autres céramiques et produits minéraux tels que mica, alumine frittée, stéatite, etc ...

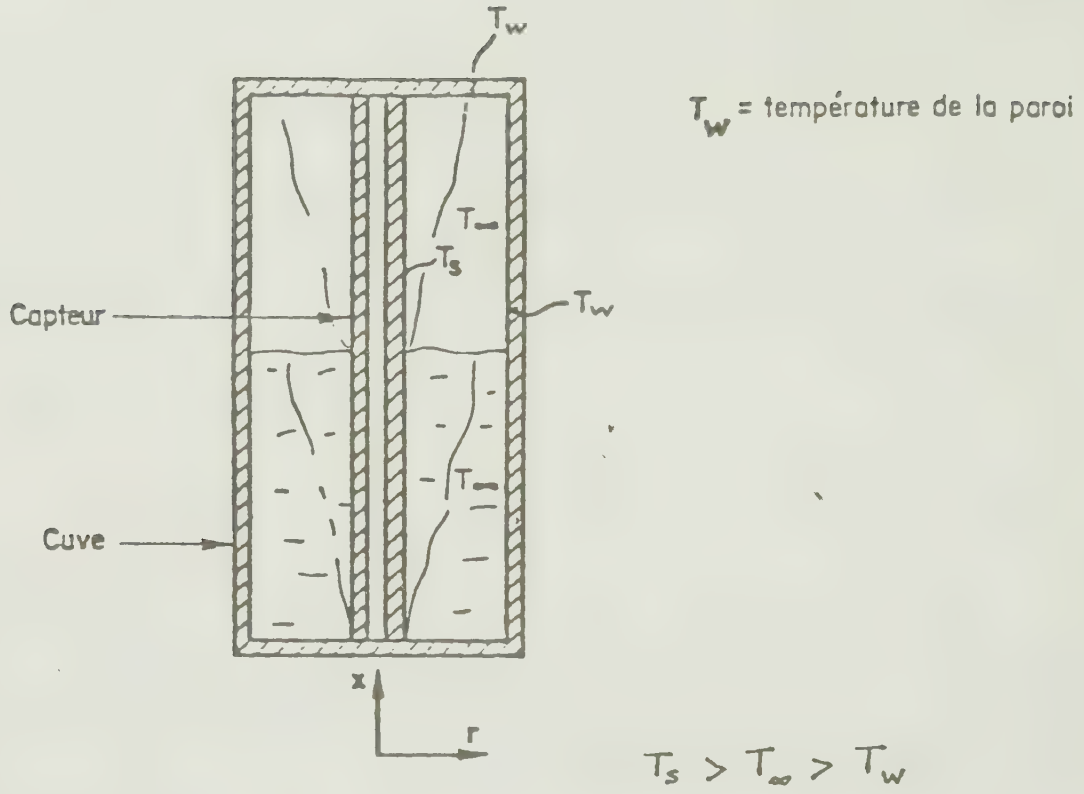


Fig. 2.1 - Modèle du capteur dans l'installation.

A l'équilibre thermique, l'équation de la conservation de l'énergie appliquée à un élément différentiel du capteur (Fig. 2.2) montre que l'énergie émise par l'élément dx, dq" est échangée avec l'extérieur par conduction q_k, rayonnement dq_r et convection dq_c

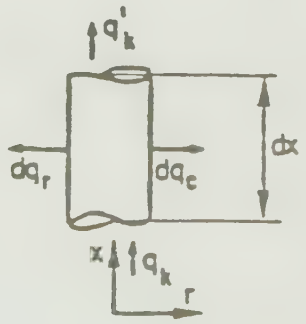


Figure 2.2
Elément du fil en platine.

On peut donc écrire pour l'eau et la vapeur :

$$dq'' = dq_c + dq_r + \frac{dq_k}{dx} dx \qquad (2.1)$$

La convection

C'est le mode le plus important dans ce cas que ce soit en présence de l'eau ou de la vapeur. Ce phénomène est décrit par l'équation de refroidissement de Newton :

$$dq_c = h_c \, dA_c \, (T_S - T_\infty) \qquad (2.2)$$

Elle exprime que la chaleur échangée par ce mode est fonction de l'excès de température du capteur sur le fluide et de la surface de convection. Le facteur h_c qui caractérise ce mode de transfert est appelé coefficient de transfert calorifique. Celui-ci fera l'objet du point suivant (II.2).

Le rayonnement

Négligeable en présence de l'eau, il peut par contre être appréciable dans la vapeur. L'échange d'énergie par ce mode dépend des températures absolues mises en jeu. En se basant sur l'équation de Stefan-Boltzman, l'analyse des échanges nets de rayonnements entre l'élément sensible et l'installation [6] montre que le terme de rayonnement peut s'écrire :

$$dq_r = h_r \, dA_r \, (T_S - T_w) \qquad (2.3)$$

avec :

$$h_r = \frac{\sigma \, \varepsilon' (T_S^4 - T_w^4)}{T_S - T_w} \qquad (2.4)$$

et :

$$\varepsilon' = \varepsilon_p \left[1 + \frac{\varepsilon_{g,S}(\chi-1)T_S^4 - \varepsilon_{g,g}T_\infty^4 + \varepsilon_{g,w}T_w^4}{T_S^4 - T_w^4} \right] \qquad (2.5)$$

(voir table des notations pour les symboles au début de l'ouvrage).

Les coefficients h_r et ε' sont discutés à l'Annexe A.

La conduction

Elle se manifeste aux deux bouts du capteur à cause de la faible température des parois. Cependant, la grande hauteur du capteur nous permet de négliger la conduction sans causer une erreur appréciable.

L'équation (2.1) se réduit donc à :

$$dq'' = h_c \, dA_c \, (T_S - T_\infty) + h_r \, dA_r \, (T_S - T_W) \qquad (2.6)$$

Un développement de cette équation sera proposé au chapitre III.

II.2. LA CONVECTION LIBRE.

L'eau et la vapeur saturée contenues dans le pressuriseur ne sont soumises à aucune vitesse extérieure durant un mode de fonctionnement normal. Les seuls mouvements qui se manifestent sont dus essentiellement aux effets de flottaison, c'est-à-dire à l'action des forces de gravité sur les différences de densité présentes au sein du fluide. C'est ce qu'on désigne par "écoulement naturel ou libre" par opposition à l'"écoulement forcé" causé par des forces extérieures.

La différence de densité dans le cas du pressuriseur peut résulter :

1 - d'une différence de température. Celle-ci peut être induite par les chaufferettes, l'aspersion et le capteur thermique ainsi que par les variations de la charge.

2 - des concentrations d'espèces moléculaires différentes dissolution de l'acide borique dans le fluide primaire.

Il va sans dire que le phénomène prédominant est la différence de température au sein du milieu puisque la variation de la concentration de l'acide borique est très étalée dans le temps.

La convection libre est décrite par cinq équations qui résultent des considérations de la conservation de la masse (équation de continuité), de la quantité de mouvement (équations de Navier Stokes) et de la conservation de l'énergie (équation énergétique). Ces équations sont largement développées dans la littérature [9], [10] et [11].

En utilisant les approximations dites de Boussinesq valables en présence d'une convection libre :

$$\begin{cases} \rho_\infty - \rho \simeq \rho\ \beta\ (T - T_\infty) & \text{(effet de la température)} \\ \dfrac{1}{\rho_\infty}\ \dfrac{\partial \rho_\infty}{\partial} \ll 1/x & \text{(absence de la stratification de la densité)} \\ \beta\ \Delta T \simeq \dfrac{\Delta T}{T} \ll 1 & \text{(faible excès de la température)} \end{cases}$$

et en négligeant les dissipations visqueuses et la contribution de la pression (approximations sévères utilisées pour abaisser la complexité du problème), les équations de la convection écrites en coordonnées cylindriques (Fig. 2.3) sont :

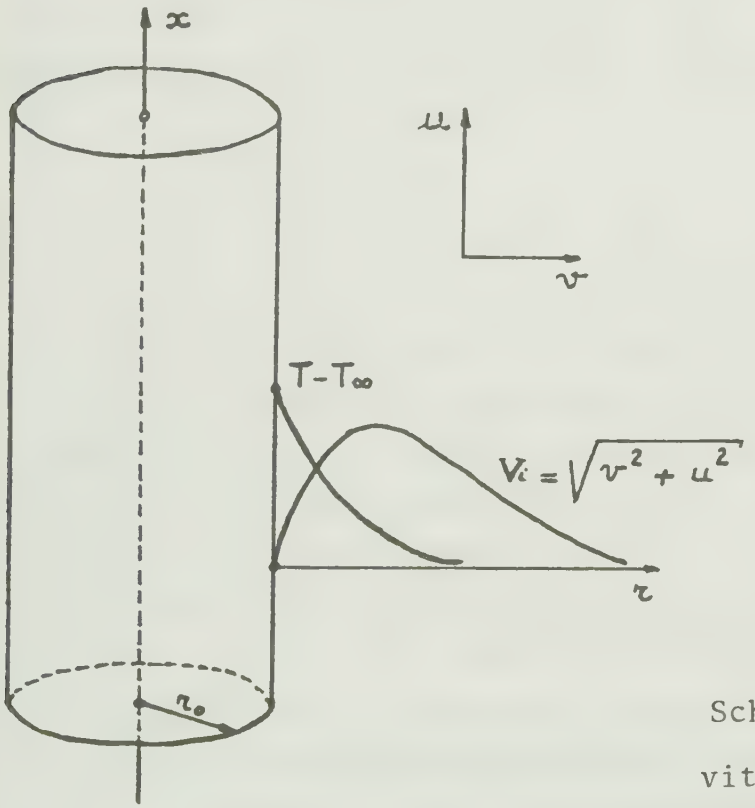


Figure 2.3
Schéma d'un cylindre chauffé avec les profils de la vitesse et de la température.

$$\begin{cases} \dfrac{\partial (r\ u)}{\partial x} + \dfrac{\partial (r\ v)}{\partial x} = 0 & (2.7) \\ \rho\ \left(u\ \dfrac{\partial u}{\partial x} + v\ \dfrac{\partial u}{\partial r}\right) = g\ \beta\ \rho\ \theta + \dfrac{\eta}{r}\ \dfrac{\partial}{\partial r}\ \left(r\ \dfrac{\partial u}{\partial r}\right) & (2.8) \\ \rho\ c\ \left(u\ \dfrac{\partial \theta}{\partial x} + v\ \dfrac{\partial \theta}{\partial r}\right) = \dfrac{k}{r}\ \dfrac{\partial}{\partial r}\ \left(r\ \dfrac{\partial \theta}{\partial r}\right) & (2.9) \end{cases}$$

où $\theta = T - T_\infty$ est l'excès de température du capteur sur le milieu.

Les conditions aux limites associées sont :

$$r = r_o \qquad u = v = o$$

$$T = T_S$$

$$r = \infty \qquad u = o$$

$$T = T_\infty$$

L'étude de l'écoulement naturel ou ce qui revient au même la détermination du coefficient de transfert de chaleur a fait l'objet de peu de travaux théoriques qui se limitent à l'écoulement laminaire et à des profils déterminés. La cause principale en est la nature du problème qui conduit à des difficultés mathématiques.

II.3. NATURE DE L'ECOULEMENT AUTOUR DU CAPTEUR.

L'envoi d'un courant dans le capteur chauffe sa surface l'amenant ainsi à une température supérieure à celle du milieu. La différence de température entre le capteur et le milieu génère des forces de flottaison. Il s'ensuit un mouvement du fluide contenu dans la couche limite vers le haut pourvu que $Ra_H > 10^4$ (condition qui traduit que les forces de flottaison l'emportent sur les forces de ralentissement visqueux).

Trois sortes de régimes d'écoulement peuvent exister le long du capteur et qui ont des caractéristiques de transfert de chaleur et de mouvement très différentes (voir Fig. 2.4) :

- Ecoulement laminaire
- "Ecoulement" transitoire
- Ecoulement turbulent.

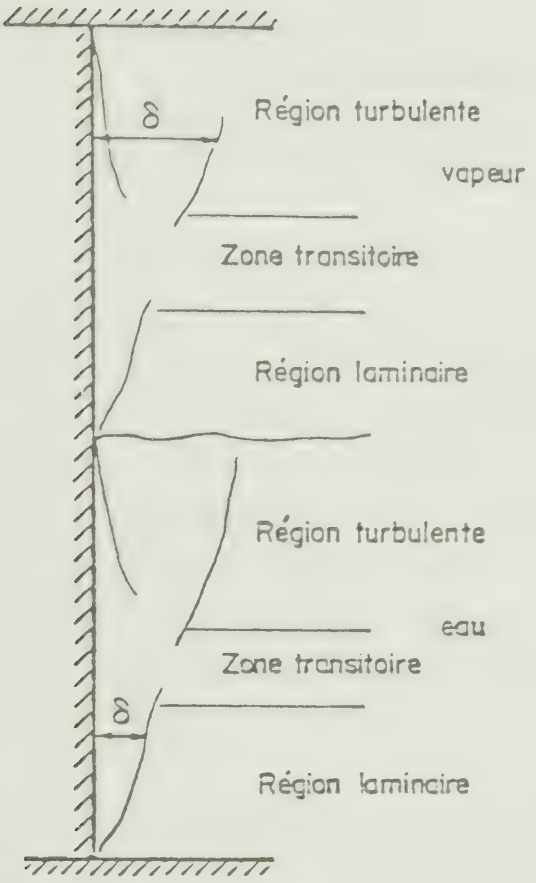


Figure 2.4
Régimes d'écoulement possibles le long du capteur.

Les seuils de transition entre ces régimes ne sont pas connus d'une manière systématique ce qui rend compte de la complexité du problème. Cependant, une diversité de plages de transitions ont été proposées. L'écoulement laminaire est observé pour $10^4 < Ra_H < 10^8$; la zone de transition est caractérisée par $10^8 < Ra_H < 10^{10}$; pour $Ra_H > 10^{10}$ c'est l'écoulement turbulent qui s'installe.

L'écoulement laminaire et l'écoulement trubulent sont caractérisés par les traditionnelles relations :

$$Nu_H = 0,59\ (Ra_H)^{1/4} \qquad 10^4 < Ra < 10^8 \qquad (2.10)$$

$$Nu_H = 0,13\ (Ra_H)^{1/3} \qquad 10^{10} < Ra \qquad (2.11)$$

La déviation des résultats obtenus par la théorie de la couche limite pour des nombres de Rayleigh inférieurs à 10^4 résulte du fait que la couche limite est tellement grande comparée à l'objet que les approximations de Boussinesq ne sont plus valables.

Au-delà de 10^{10}, l'écoulement est tellement fort qu'on se trouve en présence d'une turbulence pleinement développée.

Voyons un peu en quoi consistent ces différents régimes.

II.3.1. Ecoulement laminaire.

Dans la zone laminaire, les particules immédiatement adjacentes au capteur sont stationnaires et une faible couche du fluide près de la surface a un écoulement laminaire. Dans un tel écoulement, les couches du fluide adjacentes glissent doucement les unes sur les autres avec seulement des échanges au niveau moléculaire. La couche limite laminaire est donc le siège de frottements qu'on caractérise par la viscosité dynamique de Newton μ. Le mécanisme de transfert de chaleur dans ce cas entre la surface du capteur et le fluide en contact ou entre les couches du fluide adjacentes se fait par conduction.

La plupart des travaux analytiques sont basés sur le système d'équations (2.7), (2.8) et (2.9).

Sparrow et Gregg [12] ont utilisé la méthode de perturbation pour résoudre ce système moyennant une transformation radicale des paramètres pour rendre le système d'équation ordinaire. La caractéristique de transfert de chaleur était trouvée égale à :

$$(Nu)_{H,f} \simeq 0{,}63\ (Ra)_{H,f}^{1/4}\ \frac{2\ H}{D\ (Gr)_{H,f}^{1/4}} \qquad (2.12)$$

L'indice f indique que les propriétés physiques sont prises à $T_f = \frac{T_S + T_\infty}{2}$.

Le Fevre et Ede [13] ont utilisé la méthode intégrale. Ils ont établi les équations de la couche limite laminaire :

$$\frac{d}{dx} \int_{r_o}^{r_o+\delta} u^2\, r\, dr = g\ \beta \int_{r_o}^{r_o+\delta} \theta r\ dr - \frac{\eta}{\rho}\ r_o \left(\frac{\partial u}{\partial r}\right)_{r=r_o}$$

$$\frac{d}{dx} \int_{r_o}^{r_o+\delta} u\ \theta r\ dr = -\ \frac{k}{c\rho}\ r_o \left(\frac{\partial \theta}{\partial r}\right)_{r=r_o}$$

Ils déduisent que :

$$Nu_H = \frac{4}{3}\left(\frac{7\ Gr_H\ Pr^2}{5(20 + 21\ Pr)}\right)^{1/4} + \frac{4(273 + 315\ Pr)}{35(64 + 63\ Pr)} \cdot \frac{H}{D} \qquad (2.13)$$

Yang [14] a étudié les solutions semblables possibles pour la convection libre autour d'un cylindre. Moyennant certaines transformations, il a réduit le système d'équations différentielles de la couche limite à un système d'équations différentielles ordinaire. Deux solutions semblables ont été proposées :

- Cas où la convection libre est en équilibre et la température de la surface varie linéairement.
- Cas de la convection non en équilibre avec la température de la surface uniforme mais non en équilibre pour les grandes valeurs de x.

Millsaps et Pohlhausen [15] ont résolu le premier cas en posant $T_S - T_\infty = Nx$ (N = constante). Après une série de transformations, les équations différentielles avaient comme paramètre le nombre de Prandtl et un nombre de Grashof particulier fonction du gradient de température :

$$Gr' = \frac{g\ \beta\ D^4\ N}{\nu^2} \qquad (2.14)$$

Des résultats numériques ont été proposés pour les nombres de Pr = 0,733 ; 1 ; 10 et 100 pour différent Gr'. La caractéristique de transfert de chaleur est montrée comme étant égale à :

$$Nu_D = 1{,}058\ \sqrt[4]{Gr'}\ \sqrt{\frac{Pr^2}{4 + 7\ Pr}} \qquad (2.15)$$

Elle s'écrit dans le cas où la température est prise uniforme :

$$Nu_D = \frac{4{,}22\ (Pr)^{1/2}}{[Gr_H(4 + 7\ Pr)]^{1/4}} \cdot \frac{H}{D} \quad \text{avec} \quad Nu_D = \frac{h\ D}{k} \qquad (2.16)$$

Une dizaine d'autres solutions déterminées par expérience et/ou corrélation ont été proposées. Elles sont presque toutes

semblables. Nous nous contenterons de citer la plus récente déterminée expérimentalement par Bottemanne [16].

$$Nu_{H,f} = 0,56\ Ra_{H,f}^{1/4} \quad \text{avec} \quad 8.10^4 < Ra_{H,f} < 4.10^7 \qquad (2.17)$$

$$\left(\frac{T_f}{T_\infty}\right)_{max} = 1,05$$

II.3.2. Zone de transition.

L'écoulement laminaire subit une transformation compliquée avant de devenir pleinement turbulent. Les caractéristiques de transfert de chaleur, les distributions de la température et de la vitesse subissent un certain nombre de transformations avant de se stabiliser. Ce phénomène s'explique comme suit : les faibles perturbations qui prennent naissance dans la couche limite laminaire pour une raison ou une autre (présence d'une obstruction sur la surface par exemple) s'amplifient rapidement en puisant l'énergie des forces de flottaison, de pression ou de viscosité après quoi elles se brisent.

Plusieurs auteurs se sont intéressés à ce problème. Vliet et Liu [17] ont défini le commencement de la transition comme étant le point où la température de la surface commence à décroître. Ceci suppose qu'un maximum a été atteint. Cheesewright [18] proposa comme critère de l'amorce de la transition, l'apparence des fluctuations significatives de la température dans la couche limite. D'autres ont essayé de caractériser le début et la fin de la transition en mesurant :

$$G^* = 5\left(\frac{\overset{**}{Gr}}{5}\right)^{1/5} \qquad (2.18)$$

où $\overset{**}{Gr}$ est le nombre de Grashof modifié (voir table de notations).

Des études récentes [19] ont montré que le début de la transition dépend de Gr_x (ou $\overset{**}{Gr}$), de l'état de la surface et de l'énergie fournie par la surface à la couche limite ($q''x$ = constante). Le critère proposé pour caractériser le début de la transition est :

$$E = G^{*} \left(\frac{\nu^2}{g\ x^3} \right)^{2/15} \qquad (2.19)$$

E est appelé le facteur de transition.

Oureshi et Gebahart [20], après une expérience faite sur la convection libre autour d'une plaque plate dans l'eau (Pr = 5,7) sont arrivés aux résultats suivants pour le début de la transition :

- Une perturbation de la température apparaît dans la couche limite pour E = 17,5.
- La température moyenne s'écarte de son profil laminaire pour E = 19,2.
- La température de surface est maximale pour E = 22,7.

Pour la fin de la transition ils proposèrent une plage :

$$28 < E < 29 .$$

II.3.3. Ecoulement turbulent.

Après la transition un régime d'écoulement dit turbulent s'installe. Il a la particularité d'avoir une grande couche limite perturbée et une sous-couche limite très mince collée à la surface. Le transfert de chaleur s'opère par conduction de la surface à la sous-couche limite ; au-delà, c'est un mixage de paquets de masses du fluide de températures différentes qui assure la diffusion thermique. Le taux de transfert de chaleur est plus grand qu'en présence de l'écoulement laminaire.

Seulement quelques expériences ont exploré le mécanisme de transfert de chaleur en présence de la turbulence autour d'un cylindre vertical. Les solutions théoriques de Le Fevre et Ede [13] et de Sparrow et Gregg [12] proposées pour l'écoulement laminaire peuvent cependant être étendues à ce cas.

Touloukian et al. [21] déduisirent, par des mesures dans l'eau et l'éthylène glycol, la caractéristique de transfert de chaleur d'un cylindre de diamètre D = 6,97 cm et de hauteur variable (2,2 < H/D < 13,2) et pour $(T_f/T_\infty)_{max} = 1,16$ que :

$$(Nu)_{H,f} = 0,0674\ [Gr_H(Pr)^{1,29}]_f^{1/3} \qquad (2.20)$$

avec :

$$4.10^{10} < Ra_{H,f} < 9.10^{11}$$

Carne [22] propose pour les gaz :

$$(Nu)_{H,f} = 0,152\ (Gr\ Pr)_{H,f}^{0,38} \qquad (2.21)$$

avec :

$$2.10^{8} < (Gr\ Pr)_{H,f} < 2.10^{11}$$

II.4. STRATIFICATION DU MILIEU DE MESURE.

La présence des chaufferettes et de l'aspersion dans la cuve ainsi que la variation de la charge provoquent une stratification instable dans le pressuriseur, difficile à cerner. On peut tenir compte de ces phénomènes dans une étude analytique en supposant que leurs actions se réduisent à une stratification thermique du fluide, c'est-à-dire à une distribution de la température du milieu le long de la cuve. Cette distribution peut être obtenue par des mesures dans la cuve à l'aide d'une série de thermocouples.

L'étude de ce phénomène reste cependant très complexe. Pour contourner ce problème nous allons utiliser un montage différentiel pour rendre le capteur insensible aux changements thermiques du milieu (Fig. 2.5).

Montage (a) :

Bobinées sur un même support, les deux résistances seront insérées dans un pont de mesure ; le capteur est de ce fait insensible aux conditions de fonctionnement. La résistance RP1 (Fig. 2.5, (a)) sera chauffée suivant un programme prédéterminé alors que le pont est déconnecté. La mesure de la résistance RP1 donc du niveau sera effectuée entre deux échauffements.

A ce montage difficile à réaliser et nécessitant une électronique de commande, on préfère le montage (b).

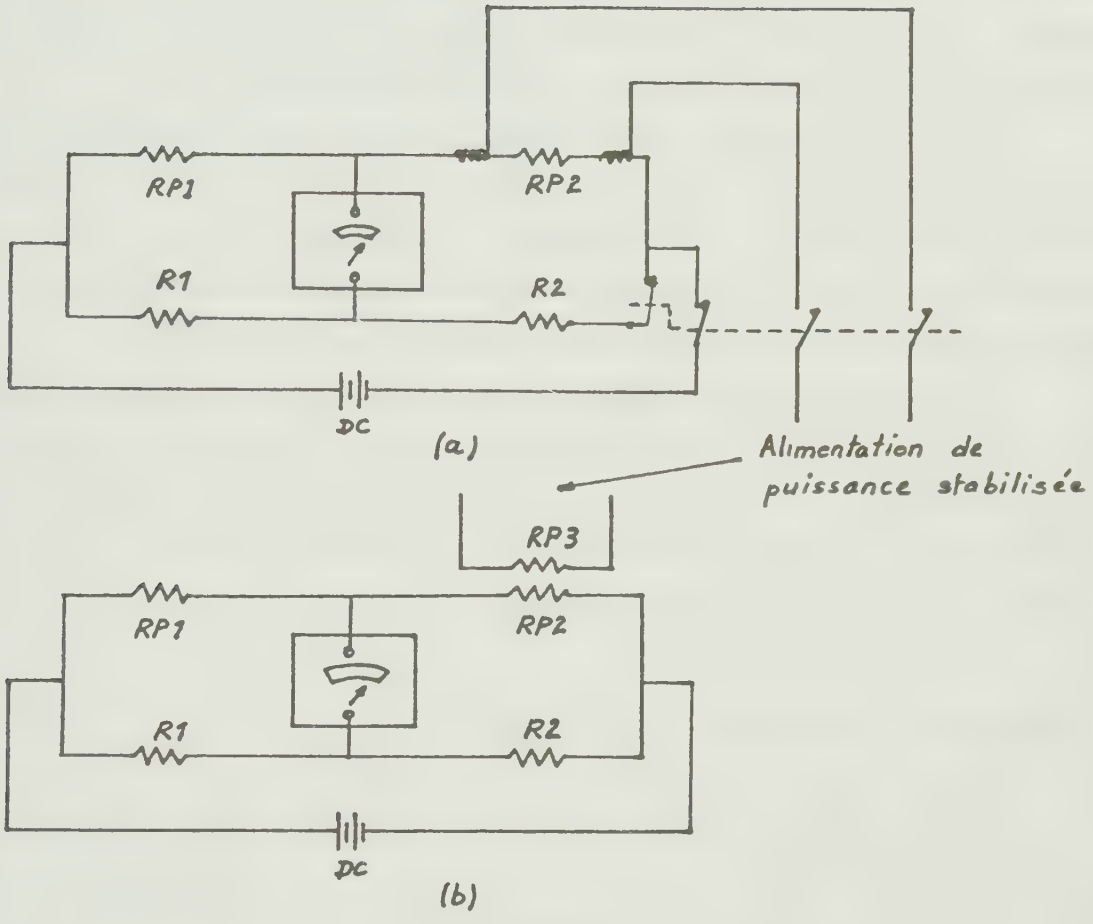


Fig. 2.5 - Montages différentiels

(a) Montage différentiel à 2 fils avec échauffement d'un fil et mesure par un pont suivant un programme déterminé.

(b) Montage différentiel à 3 fils avec échauffement indirect d'un fil du pont.

Montage (b) :

On bobine les trois résistances sur un même support. Une de ces résistances sera chauffée en permanence alors que les deux autres (Fig. 2.5, (b)) [23] placées judicieusement par rapport à la première seront insérées dans un pont de mesure.

Ainsi en présence de l'eau, les calories apportées par la résistance chauffante seront transférées au milieu. Les deux résistances identiques du pont auront une grandeur qui dépend de la température du milieu. La puissance d'échauffement doit être telle que le pont soit en équilibre dans ces conditions.

Si on abaisse le niveau d'eau, le pont se déséquilibre. La déviation du pont sera donc proportionnelle au niveau d'eau quelles que soient les conditions de fonctionnement puisque les deux résistances du pont répondront de la même façon aux changements des conditions de fonctionnement.

II.5. CONVECTION COMBINEE EN CAS D'APRP*

En cas d'APRP, une convection forcée vient se superposer à la convection naturelle autour du capteur. On se trouve donc en présence d'une espèce de convection complexe qu'on désigne par la "convection combinée".

Dans le présent paragraphe, nous allons essayer d'analyser l'interaction de ces deux convections et en s'aidant des informations disponibles sur l'accident de TMI relatives au pressuriseur, voir dans quelle mesure la convection forcée influe sur les échanges thermiques du capteur autrement dit son influence sur le coefficient de transfert de chaleur.

---

*APRP : Accident Perte de Réfrigérant Primaire.

II.5.1. Convection combinée.

Supposons que, suite à une brèche au sommet du pressuriseur, un courant de vitesse V_∞ s'installe autour du capteur de température de surface T_S. La convection forcée a donc la même direction que la convection naturelle (vers le haut). L'équation de Navier-Stokes s'écrit suivant cette direction (axe ox) :

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} = g \beta \rho (T - T_\infty) - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) \qquad (2.22)$$

μ et k sont considérées comme des constantes, la variation de ρ est prise en compte par $\rho_\infty - \rho \simeq \rho \beta (T - T_\infty)$.

A l'équilibre et en transformant cette équation par les substitutions suivantes :

$$r' = \frac{r}{L} \quad ; \quad x' = \frac{x}{L} \quad ; \quad T' = \frac{T - T_\infty}{T_S - T_\infty}$$

$$p' = \frac{p - p_\infty}{V_\infty^2 / 2g} \quad ; \quad u' = \frac{u}{V_\infty} \quad ; \quad v' = \frac{v}{V_\infty}$$

où L est une longueur de référence, on a :

$$u' \frac{\partial u'}{\partial x'} + v' \frac{u'}{r'} = \frac{g \beta (T_S - T_\infty) L^3}{\nu^2} \cdot \frac{\nu^2}{V_\infty^2 L^2} T' - \frac{1}{2 g \rho} \frac{\partial p'}{\partial x'}$$

$$+ \frac{\eta}{L V_\infty} \frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} \left(r' \frac{\partial u'}{\partial r'} \right) \qquad (2.23)$$

Comme c'est la couche limite du capteur qui contrôle le transfert de chaleur et que dans cette région u' et $\partial u'/\partial x'$ sont de l'ordre de l'unité, le premier membre est à peu près égal à 1. Dans le second membre, le terme en $\partial p'/\partial x'$ est du même ordre de grandeur que le terme visqueux. Il s'en suit, puisque $T' = (T - T_\infty)/(T_S - T_\infty)$ est aussi de l'ordre de 1, que le terme de flottaison n'est important que si son coefficient est aussi de l'ordre de l'unité c'est-à-dire :

$$\frac{g \beta L^3 (T_S - T_\infty)}{\nu^2} \cdot \frac{\nu^2}{V_\infty^2 L^2} = \frac{Gr}{(Re)^2} \simeq 1 \qquad (2.24)$$

Ainsi le facteur $K = \frac{Re}{\sqrt{Gr}}$ indique d'une manière quantitative l'importance relative de la convection forcée : K faible implique que les effets de la convection forcée sur les échanges thermiques par la convection naturelle sont faibles aussi. Notons aussi que ce facteur est d'autant plus faible que le nombre de Grashof est grand, c'est-à-dire que la convection naturelle est entièrement turbulente.

Quelques auteurs se sont penchés sur le problème de la convection combinée [10]. Sparrow et Gregg [24], en utilisant la méthode des perturbations pour Pr = 0,01, 1 et 10 ont déduit que l'influence de la convection naturelle sur la convection forcée dans le cas d'un régime laminaire ne dépasse pas 10% dans le cas où $K \geqslant 2,5$, c'est-à-dire :

$$|Gr_x| \leqslant 0,15 \ (Re_x)^2 \qquad (2.25)$$

Les travaux de Eckert et Diaguilla [25] sur le transfert de chaleur dans l'air à l'intérieur d'un tube de 3 m de hauteur et de 0,6 m de diamètre ont conduit aux résultats suivants :

- un écart inférieur à 10% de la convection naturelle est observé pour :

$$|Gr_x| \geqslant 0,007 \ (Re_x)^{2,5} \qquad (2.26)$$

- une déviation inférieure à 10% de la convection forcée est observée pour :

$$|Gr_x| \leqslant 0,0016 \ (Re_x)^{2,5} \qquad (2.27)$$

Ces deux limites permettent de définir la zone de la convection combinée dans l'air. Ces résultats sont regroupés dans la figure 2.6 [10].

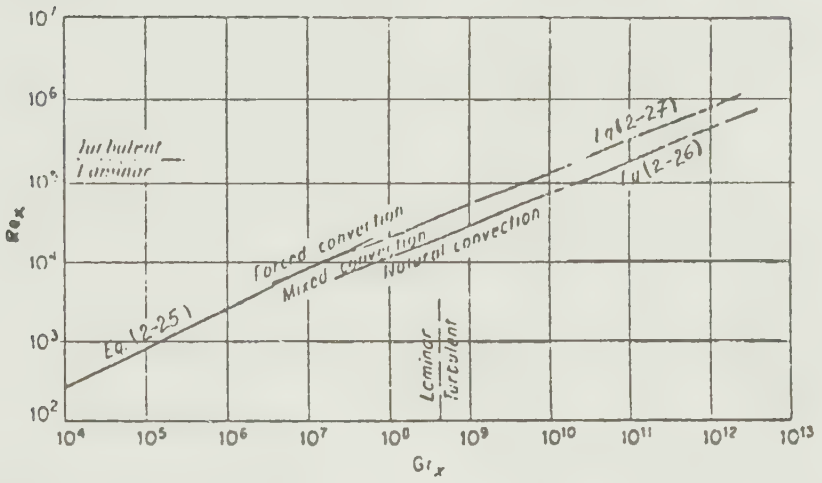


Fig. 2.6 - Regimes of convection for flow and buoyancy effects parallel ; boundary-layer processes.

Remarque :

Ces résultats s'appliquent aussi au cas où la convection forcée s'oppose à la convection naturelle (fuite par le bas du pressuriseur). En effet, la vitesse résultante étant faible, le capteur, moins bien refroidi aura forcément une température plus importante que dans le cas précédent.

II.5.2. Estimation de la température minimale du capteur.

Lors de l'accident d'Harrisburg, le niveau dans le pressuriseur, suite à une fuite du haut du pressuriseur de l'ordre de 170 t/h (débit de la vanne de décharge qui est restée ouverte), a accusé une variation comme indiquée à la figure 2.7 [5].

Une simple interpolation sur la figure 2.7 nous montre que la vitesse de montée du fluide est de l'ordre de 4 cm/s.

On peut se demander à ce stade quelle serait dans ce cas la température minimale du capteur pour que la fuite n'influe pas sur les échanges thermiques ? Pour estimer cette température, on utilisera la relation (2.26) qui, rappelons-le, est établie pour l'air. L'estimation de T_S par cette relation donnera donc une valeur plus importante que si on était en présence de l'eau.

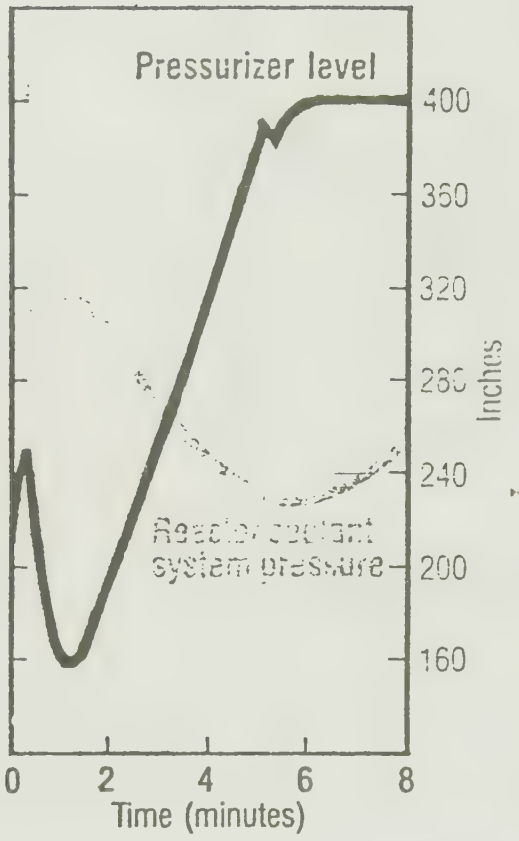


Figure 2.7
Variation du niveau du pressuriseur lors de l'accident de TMI.

Supposons que le pressuriseur est à moitié plein d'eau à une température $T_\infty \simeq 340°C$; on prendra comme longueur de référence L la moitié de la hauteur du pressuriseur :

$$L = \frac{H}{2} = \frac{12,8}{2} = 6,4 \text{ m}$$

Les propriétés de l'eau à 340°C sont :

$$a = \frac{g\,\beta}{\nu^2} = 3,79.10^{12} \quad ; \quad Pr = 1,35 \quad ; \quad \mu = 75,4.10^{-6} \text{ kg/m.s}$$

$$\rho = 596,88 \text{ kg/m}^3 \quad ; \quad V_\infty \simeq 0,04 \text{ m/s}$$

La relation (2.26) s'écrit en prenant la moyenne du nombre de Grashof et du nombre de Reynolds sur L :

$$1/4 \,.\, a\, \Delta T\, L^3 \geqslant 0,007 \left(\frac{V_\infty\, L}{2\nu}\right)^{2,5}$$

On en déduit que $\Delta T = T_S - T_\infty \geqslant 0,03°C$.

Ce résultat montre que l'effet d'une telle fuite sur les échanges thermiques du capteur est négligeable. On peut facilement montrer par le calcul inverse du précédent que la convection forcée n'est appréciable que si la vitesse de la masse du fluide V_∞ est de l'ordre de 0,16 m/s ($\Delta T \simeq 1°C$).

Pour se placer dans un régime naturel pur (en ayant toujours à l'idée l'effet de stratification) nous prendrons ΔT dans une plage de 3 à 10°C dans l'eau. La partie du capteur en présence de la vapeur aura forcément un excès de température beaucoup plus important.

Chapitre III

CARACTERISTIQUES DU CAPTEUR.

INTRODUCTION

La variation de R en fonction du niveau d'eau H_e est difficile à saisir de façon exacte. Elle dépend de plusieurs phénomènes qui inter-réagissent entre eux : distributions de la température et du flux à la surface du capteur, puissance mise en jeu, différents régimes d'écoulement, etc ... Aussi nous aurons recours à l'expérience pour déterminer cette caractéristique. Néanmoins, un développement judicieux des équations compactes du capteur nous permet d'avoir une idée sur les caractéristiques importantes du capteur : $R = f(H_e)$, la sensibilité et le temps de réponse.

Un certain nombre de simplifications - difficiles à dégager à cause du même ordre de grandeur des phénomènes - seront introduites au fur et à mesure de cette analyse. Ceci nous conduira à quelques conclusions intéressantes en particulier le comportement du capteur dans une ambiance voisine de celle du pressuriseur.

II.1. EQUATION DU CAPTEUR.

Nous avons vu au chapitre II que les équations compactes du capteur écrites pour un élément infinitisimal étaient de la forme :

En présence de l'eau :

$$dq_e = h_c \, dA_c \, (T_S - T_\infty) \qquad (3.1)$$

En présence de la vapeur :

$$dq_v = (h_c + h_r)\ dA_c\ (T_S - T_\infty) - h_r\ dA_c\ (T_W - T_\infty) \qquad (3.2)$$

qui s'écrit si le rayonnement est négligeable ($h_r = 0$) :

$$dq_v = h_c\ dA_c\ (T_S - T_\infty) \qquad (3.3)$$

Vue la nature différente des deux milieux, nous allons dans la suite développer les équations (3.1) et (3.2) en s'aidant des résultats donnés aux chapitres précédents.

Soit H_e une hauteur quelconque d'eau dans la cuve. D'après ce qui a été dit précédemment, la partie du capteur immergée dans l'eau est refroidie à sa base par un écoulement laminaire et sur le reste de la hauteur par un écoulement turbulent. La séparation entre ces deux régimes peut être fixée par le facteur de transition E (Chapitre II, § II.3.2.) au moyen duquel on peut estimer la hauteur de transition H_{tre} (pour la vapeur H_{trv}). On distingue donc deux parties du capteur qui se subdivisent chacune en deux l'une pour l'eau et l'autre pour la vapeur et qui ont les mêmes caractéristiques générales :

- *La partie à écoulement laminaire qui a comme caractéristique*

  . locale :

$$Nu_x = \frac{h_x . x}{k} = g'(Pr)\ (Ra_x)^{1/4} \qquad (3.4)$$

  avec $0,5 < g'(Pr) < 0,8$

  . moyenne sur H_{tr} :

$$\overline{Nu}_{H_{tr}} = \frac{\bar{h}\ H_{tr}}{k} = g(Pr)\ (Ra_{H_{tr}})^{1/4} \qquad (3.5)$$

  avec $g(Pr) = \frac{4}{3}\ g'(Pr)$

- *La partie à écoulement turbulent est caractérisée par :*

. caractéristique locale :

$$Nu_x = f'(Pr)\ (Ra_x)^{1/3} \qquad 0{,}02 < f'(Pr) < 0{,}2 \qquad (3.6)$$

. caractéristique moyenne sur $H_t = H_e - H_{tr}$

$$\overline{Nu}_{H_t} = f(Pr)\ (Ra_{H_t})^{1/3} \qquad f(Pr) \simeq f'(Pr) \qquad (3.7)$$

Nous allons supposer dans la suite que le flux surfacique du capteur en présence de l'eau q''_e est uniforme (il en est de même du flux q''_v en présence de la vapeur). Cette supposition est quelque peu justifiée parce que la variation du flux le long de la surface est en quelque sorte "incluse" dans la variation de la température de la surface.

III.1.1. Echange d'énergie en présence d'un écoulement laminaire.

La distribution de la température le long du capteur est difficile à établir théoriquement pour un profil cylindrique chauffé par un bobinage. Pour estimer le coefficient de convection moyen, nous allons supposer que cette distribution est de la forme :

$$T_S - T_\infty = g'(Pr)\ \frac{q''.x}{k}\left(\frac{g\,\beta\,q''x^4}{\nu^2\,k}\right)^{-1/5} \qquad (3.8)$$

Cette caractéristique est empruntée à une plaque plate ayant un flux constant [24]. La condition d'applicabilité à un cylindre est exprimée par le critère donné, dans le cas où $Pr = 1$, par :

$$\frac{D}{H_{tr}} \geqslant \frac{35}{\left(Gr_{H_{tr}}\right)^{1/4}} \qquad (3.9)$$

La relation (4.8) transformée donne le coefficient de transfert de chaleur local :

$$Nu_x = \frac{h_x \cdot x}{k} = \frac{q''}{(T_S - T_\infty)} \frac{x}{k} = \frac{1}{g'(Pr)} (\ddot{Gr}_x)^{1/5} \qquad (3.10)$$

h_x ne présente pas un grand intérêt, le plus pratique serait de déterminer $\overline{h}$:

$$\overline{h} = \frac{1}{H_{tr}} \int_o^{H_{tr}} h_x dx \qquad (3.11)$$

Comme il n'y a pas une différence de température caractéristique dans ce cas, le choix de la différence de température pour définir $\overline{h}$ donc $\overline{Nu}$ reste purement arbitraire. On rencontre dans la littérature deux manières de choisir cette différence de température :

- En prenant la moyenne de $T_S - T_\infty$ sur la longueur H_{tr} :

$$\overline{T_S - T_\infty} = \frac{1}{H_{tr}} \int_o^{H_{tr}} (T_S - T_\infty) dx = \frac{5}{6} (T_S - T_\infty)_{H_{tr}} \qquad (3.12)$$

- En prenant comme différence de température la différence de température à mi-hauteur :

$$\overline{T_S - T_\infty} = (T_S - T_\infty)_{H_{tr}/2} \qquad (3.13)$$

L'erreur commise en choisissant l'une ou l'autre n'excède guère 5%.

En utilisant la différence de température définie par (3.12), une transformation simple de la relation (3.10) conduit à écrire le coefficient de transfert de chaleur moyen :

$$\overline{Nu} = \frac{h_\ell H_{tr}}{k} = g(Pr) \left[\frac{g \beta}{\nu^2} (\overline{T_S - T}) H_{tr}^3 \right]^{1/4}$$

$$= g(Pr) (Ra_{H_{tr}})^{1/4} \qquad (3.14)$$

où $g(Pr) = \frac{6}{5\, g'(Pr)}$ et $0,5 < g'(Pr) < 0,8$.

On en déduit que $\overline{h}$ s'écrit :

$$\overline{h}_{\ell} = g(Pr)\ k \left(\frac{g\ \beta}{\nu^2}\ Pr\right)^{1/4}\ (T_S - T_\infty)^{1/4}\ H_{tr}^{-1/4}$$

$$= A_{\ell}\ (\overline{T_S - T_\infty})^{1/4}\ H_{tr}^{-1/4} \qquad (3.15)$$

avec :

$$A_{\ell} = g(Pr)\ k \left(\frac{g\ \beta}{\nu^2}\ Pr\right)^{1/4} \qquad (3.16)$$

Le coefficient A_{ℓ} ne dépend que des propriétés du fluide. Ainsi connaissant les propriétés du fluide, $(\overline{T_S - T_\infty})$, H_{tr} et $g(Pr)$ on en déduit immédiatement $\overline{h}$.

Le transfert de chaleur moyen sur la partie laminaire est évalué par la simple loi de la convection :

- Cas de l'eau :

$$Q_{\ell e} = h_{\ell e}\ (\overline{T_S - T_\infty})_{\ell e}\ \pi D\ H_{tr_e} \qquad (3.17)$$

- Cas de la vapeur :

$$Q_{\ell v} = h_{\ell v}\ (\overline{T_S - T_\infty})_{\ell v}\ \pi D\ H_{tr_v} \qquad (3.18)$$

où les indices v : vapeur
e : eau
ℓ : laminaire
tr : transition
t : turbulent

III.1.2. Cas turbulent.

L'expérience montre que la distribution de la température dans le cas turbulent est quasi-uniforme [20] autrement dit le coefficient de transfert de chaleur est une constante et donc indépendant de x (on suppose que les conditions de Boussinesq sont vérifiées). La caractéristique de transfert de chaleur classique le montre d'ailleurs clairement :

$$Nu_x \simeq \overline{Nu}_{H_t} = f(Pr) \left[\frac{g\,\beta}{\nu^2} \left(\overline{T_S - T_\infty}\right) H_t^3 \right]^{1/3} \qquad (3.19)$$

comme

$$\overline{Nu}_{H_t} = \frac{\overline{h}_t\, H_t}{k} \qquad (3.20)$$

on en déduit que $\overline{h}_t$ ne dépend pas de H_t. Le coefficient de transfert de chaleur s'écrit donc (valable pour l'eau et la vapeur) :

$$\overline{h}_t = f(Pr)\; k \left[\frac{g\,\beta}{\nu^2} \left(\overline{T_S - T_\infty}\right) Pr \right]^{1/3}$$

$$= A_t \left(\overline{T_S - T_\infty}\right)_t^{1/3} \qquad (3.21)$$

avec

$$A_t = f(Pr)\; k \left[\frac{g\,\beta}{\nu^2} Pr \right]^{1/3} \qquad (3.22)$$

Eu égard à tous les phénomènes perturbateurs qui se manifestent dans le pressuriseur, la turbulence prime dans notre cas. En prenant comme température de référence celle à mi-hauteur de la partie turbulente, on estime les transferts de chaleur comme suit :

- Cas de l'eau :

$$Q_{te} = \overline{h}_{te} \left(\overline{T_S - T_\infty}\right)_{te} \pi D\, H_{te} \qquad (3.23)$$

- Cas de la vapeur :

$$Q_{tv} = \overline{h}_{tv} \left(\overline{T_S - T_\infty}\right)_{tv} \pi D\, H_{tv} \qquad (3.24)$$

III.1.3. Equation complète du capteur.

Si nous admettons que la totalité de l'énergie générée dans le capteur est échangée, à l'équilibre, par le seul mode de convection, le bilan énergétique moyen s'écrit :

$$Q = (Q_{\ell e} + Q_{te}) + (Q_{\ell v} + Q_{tv}) \qquad (3.25)$$

où Q désigne l'énergie totale générée dans le capteur.

En remplaçant $Q_{\ell e}$, Q_{te}, $Q_{\ell v}$ et Q_{tv} respectivement par les relations (3.17), (3.18), (3.23) et (3.24) la relation (3.25) devient :

$$Q = \left[\bar{h}_{\ell e}\ (\overline{T_S - T_\infty})_{\ell e}\ \pi D\ H_{tre} + \bar{h}_{te}\ (\overline{T_S - T_\infty})_{te}\ \pi D\ H_{te}\right]$$
$$+ \left[\bar{h}_{\ell v}\ (\overline{T_S - T_\infty})_{\ell v}\ \pi D\ H_{trv} + \bar{h}_{tv}\ (\overline{T_S - T_\infty})_{tv}\ \pi D\ H_{tv}\right] \qquad (3.26)$$

En substituant aux coefficients de transfert de chaleur leurs équivalents donnés par les relations (3.15) et (3.21) on obtient :

$$Q = \left\{\pi D\ A_\ell \left[(\overline{T_S - T_\infty})_\ell\right]^{5/4} (H_{tr})^{3/4} + \pi D\ A_t \left[(T_S - T_\infty)_t\right]^{4/3} H_t\right\}_{eau}$$
$$+ \left\{\pi D\ A_\ell \left[(\overline{T_S - T_\infty})_\ell\right]^{5/4} (H_{tr})^{3/4} + \pi D\ A_t \left[(\overline{T_S - T_\infty})_t\right]^{4/3} H_t\right\}_{vapeur}$$

(3.27)

Avec $H_{te} = H_e - H_{tr,e}$

$H_{tv} = H - H_e - H_{tr,v}$ (voir Fig. 3.1)

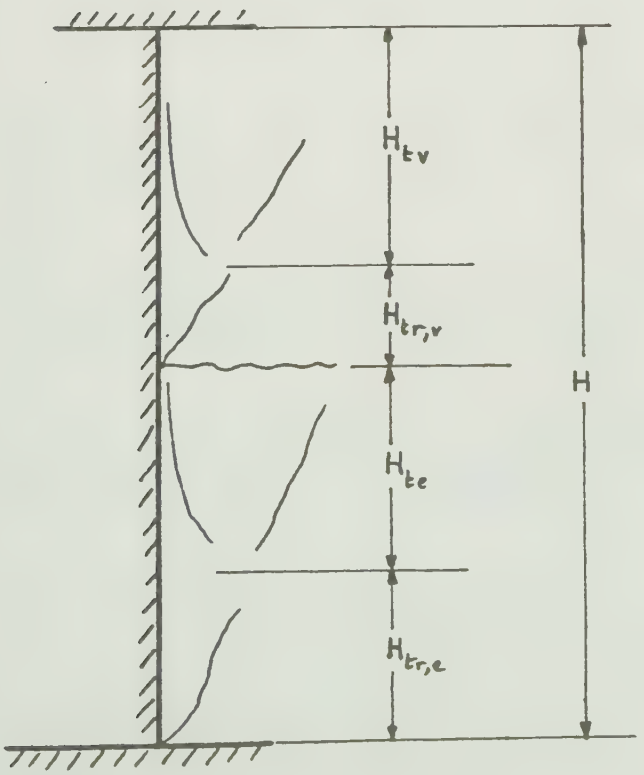


Figure 3.1
Hauteurs de transition.

L'énergie générée dans le capteur est donnée par RI^2 où R est la résistance du fil en platine. Pour un courant fixé, cette énergie n'est pas une constante puisque la résistance est fonction de la température. En outre, de par la conception même du capteur (fil en platine bobiné sur un support isolant), l'énergie générée n'est pas uniforme dans le volume du capteur. Cependant, pour des courants modérés et pour des raisons de simplification, nous supposerons dans ce qui suit que l'énergie générée est uniforme dans le volume du capteur et que $P = RI^2 = cte$.

On a vu (Chapitre II, § II.3.2.) que la transition dépend essentiellement de la puissance dissipée par le capteur q". Ainsi, si on fixe le courant I, on fixe la puissance générée, donc la puissance dissipée. La hauteur de transition peut donc être considérée comme une constante du problème.

A l'équilibre, et pour une puissance générée constante, la température moyenne du capteur dépend du niveau d'eau. Comme la résistance du fil en platine est fonction de la température (Chapitre I, § I.5.1.), on en déduit que les excès de température moyens $(\overline{T_S - T_\infty})$ de la relation (3.27) sont proportionnels à la variation de la résistance. Or la variation de la résistance est reliée à $\Delta T = (\overline{T_f - T_\infty})$ où T_f est la température moyenne du fil en platine par la relation de Callendar simplifiée (chapitre I, § I.5.1.) :

$$\overline{T_f - T_\infty} = \frac{R_{T_f} - R_{T_\infty}}{\alpha_0 \cdot R_\infty} \qquad (3.28)$$

R_{T_f} : résistance du fil en platine à la température T_f du fil,

R_{T_∞} : résistance du fil à la température du milieu ambiant T_∞.

Le fil en platine étant le siège d'une génération d'énergie, sa température est en conséquence très supérieure à la température moyenne de la surface du capteur (voir Annexe D). Si on pose :

$$(\overline{T_f - T_\infty}) = \phi \ (\overline{T_S - T_\infty})$$

la relation (3.28) peut s'écrire :

$$(\overline{T_S - T_\infty}) = \frac{\Delta R}{\phi\ \alpha_o\ R_\infty} \qquad (3.29)$$

En remplaçant H_{te} et H_{tv} par leurs expressions dans la relation (3.27) on a :

$$P = \left[\pi D A_\ell (\overline{T_S - T_\infty})^{5/4}_\ell (H_{tr,e})^{3/4} + \pi D A_t (\overline{T_S - T_\infty})^{4/3}_t (H_e - H_{tr,e})\right]_{eau}$$

$$+ \left[\pi D A_\ell (\overline{T_S - T_\infty})^{5/4}_\ell (H_{tr,v})^{3/4} + \pi D A_t (T_S - T_\infty)^{4/3}_t (H - H_e - H_{tr,v})\right]_{vapeur}$$

(3.30)

Si nous posons :

$$(\overline{T_S - T_\infty})_{\ell e} = a_1\ (\overline{T_S - T_\infty})$$
$$(\overline{T_S - T_\infty})_{te} = a_2\ (\overline{T_S - T_\infty})$$
$$(\overline{T_S - T_\infty})_{\ell v} = a_3\ (\overline{T_S - T_\infty})$$
$$(\overline{T_S - T_\infty})_{tv} = a_4\ (\overline{T_S - T_\infty})$$

où $(\overline{T_S - T_\infty})$ est l'excès de température moyen pour tout le capteur, et compte tenu des remarques précédentes et de la relation (3.29), la relation (3.30) peut s'écrire :

$$P = A\ \Delta R^{5/4} + B\ \Delta R^{4/3} + C\ \Delta R^{4/3}\ H_e \qquad (3.31)$$

avec :

$$A = \pi D \left[A_{\ell e}\left(\frac{a_1}{\phi\ \alpha_o\ R_\infty}\right)^{5/4} H^{3/4}_{tr,e} + A_{\ell v}\left(\frac{a_3}{\phi\ \alpha_o\ R_\infty}\right)^{5/4} H^{3/4}_{tr,v}\right] \qquad (3.32$$

$$B = \pi D \left[A_{tv}\left(\frac{a_4}{\phi\ \alpha_o\ R_\infty}\right)^{4/3} (H - H_{tr,v}) - A_{te}\left(\frac{a_2}{\phi\ \alpha_o\ R_\infty}\right)^{4/3} H_{tr,e}\right] \qquad (3.33)$$

$$C = \pi D \left[A_{te}\left(\frac{a_2}{\phi\ \alpha_o\ R_\infty}\right)^{4/3} - A_{tv}\left(\frac{a_4}{\phi\ \alpha_o\ R_\infty}\right)^{4/3}\right] \qquad (3.34)$$

La relation (3.31) peut s'écrire :

$$\Delta R = \left[\frac{P}{A(\Delta R)^{-1/12} + B + C\ H_e}\right]^{3/4} \qquad (3.35)$$

ou en mettant H_e en évidence :

$$H_e = \frac{P}{C} \Delta R^{-4/3} - \frac{A}{C} \Delta R^{-1/12} - \frac{B}{C} \qquad (3.36)$$

La relation (3.36) donne l'évolution de la hauteur d'eau en fonction de la résistance du capteur ; elle constitue une caractéristique du capteur thermique auto-chauffant.

Cette caractéristique non linéaire appelle, a priori, un certain nombre de remarques :

- La présence au dénominateur (voir la relation (3.35)) de H_e montre que ΔR varie en sens inverse du niveau d'eau. Ainsi si le niveau augmente, le capteur est refroidi et la résistance diminue en conséquence.

- La variation complexe de ΔR en fonction de H_e est non linéaire. Elle fait intervenir des constantes qui dépendent de la nature du milieu, des conditions de fonctionnement et de la puissance d'échauffement (voir les relations (3.32), (3.33) et (3.34).

- La présence au dénominateur du terme en $\Delta R^{-1/12}$ est due à la distribution de la température le long des parties du capteur sollicitées par des écoulements laminaires. En effet le facteur A (relation (3.32)) qui affecte ce terme s'annule en l'absence des écoulements laminaires puisque $H_{tr} = 0$. Dans ces conditions ; la relation (3.35) s'écrit :

$$\Delta R = \left(\frac{P}{B + C H_e} \right)^{3/4} \qquad (3.37)$$

- L'ordonnée à l'origine est fixée en partie par la puissance d'auto-échauffement.

- Le facteur C (relation (3.34)) qui affecte H_e permet de fixer la sensibilité et la dynamique du capteur pour une puissance donnée. Il dépend uniquement des propriétés physiques et thermiques des fluides (Chapitre III, § III.2.).

Une étude chiffrée de cette caractéristique est présentée à l'Annexe A.

III.2. SENSIBILITE DU CAPTEUR.

Par définition, la sensibilité du capteur est donnée, dans le cas où l'écoulement laminaire est supposé négligeable par :

$$S_{H_e}^{\Delta R} = \frac{\partial(\Delta R)}{\partial H_e} = \frac{\partial}{\partial H_e}\left(\frac{P}{B + C H_e}\right)^{3/4}$$

$$= -\frac{3}{4}(P)^{3/4} \frac{C}{(B + C H_e)^{7/4}} \qquad (3.38)$$

La sensibilité varie donc en $1/H_e^2$.

En examinant la relation (3.38), nous constatons que la sensibilité ne peut s'annuler que pour $C = 0$. Or le facteur C qui vaut :

$$C = \pi D \left[A_{te}\left(\frac{a_2}{\alpha_o R_\infty}\right)^{4/3} - A_{tv}\left(\frac{a_4}{\alpha_o R_\infty}\right)^{4/3}\right] \qquad (3.39)$$

avec :

$$A_t = f(Pr)\ k \left[\frac{g\ \beta}{\nu^2} Pr\right]^{1/3}$$

ne dépend que des propriétés physiques et thermiques de l'eau et de la vapeur.

Ainsi le facteur C indique l'influence des propriétés physiques et thermiques sur la sensibilité du capteur. En s'aidant de la table donnant les propriétés de l'eau et de la vapeur [26] (Annexe B), nous allons par ce moyen mettre en valeur l'influence des conditions de fonctionnement sur le capteur. Pour cela nous allons former le facteur b tel que :

$$b = \frac{A_{te}}{A_{tv}} = \frac{\left[f(Pr)\ k\left(\frac{g\ \beta}{\nu^2} Pr\right)^{1/3}\right]_{eau}}{\left[f(Pr)\ k\left(\frac{g\ \beta}{\nu^2} Pr\right)^{1/3}\right]_{vapeur}} \qquad (3.40)$$

Le facteur b n'est donc fonction que des propriétés des fluides qui dépendent à leur tour de la température et de la pression de fonctionnement.

La représentation de b, obtenue en utilisant les propriétés de l'eau et de la vapeur saturée est indiquée à la figure 3.2. On suppose que $[f(Pr)]_{eau} \simeq [f(Pr)]_{vapeur}$.

Cette courbe appelle un certain nombre de remarques :

- La sensibilité du capteur décroît avec l'accroissement de la température et de la pression de saturation du milieu. En effet pour $T_\infty \simeq 374,18°C$ $b \simeq 1$ et $c \simeq 0$.

- La température limite de l'utilisation du capteur est de l'ordre de 374°C. Au voisinage de ce point de fonctionnement, les flux dégagés dans l'eau et dans la vapeur sont les mêmes, le capteur est par conséquent insensible à la variation du niveau.

- Pour des conditions de saturation proches de celles qui règnent dans le pressuriseur ($T_\infty \simeq 345°C$, $p \simeq 150$ bars) $b \simeq 3$. La sensibilité $S_{He}^{\Delta R}$ dépendra dans ce cas de la puissance d'échauffement $(RI^2)^{3/4}$ (voir la relation 3.38)). Plus la puissance est forte plus la sensibilité est grande plus la linéarité est détériorée. En conséquence, la puissance d'auto-échauffement doit être choisie d'une manière judicieuse.

III.3. EVALUATION NUMERIQUE.

Une évaluation numérique des différentes constantes qui interviennent dans l'équation du capteur a été faite pour deux températures de fonctionnement $T_\infty = 100°C$ et $T_\infty = 340°C$ et deux courants d'échauffement $I = 0,65$ A et $I = 1$ A (les calculs détaillés sont présentés en Annexe A). Ceci nous a permis d'étudier la caractéristique et de prévoir son évolution en fonction des conditions de fonctionnement et de la puissance d'échauffement mise en jeu.

Les courbes (A), (B), (C) et (D) de la figure 3.3 montrent comment évolue la caractéristique du capteur lorsqu'on fait varier la puissance d'échauffement et les conditions de fonctionnement (température de saturation du milieu ambiant). Elles sont le résultat d'extrapolations purement théoriques.

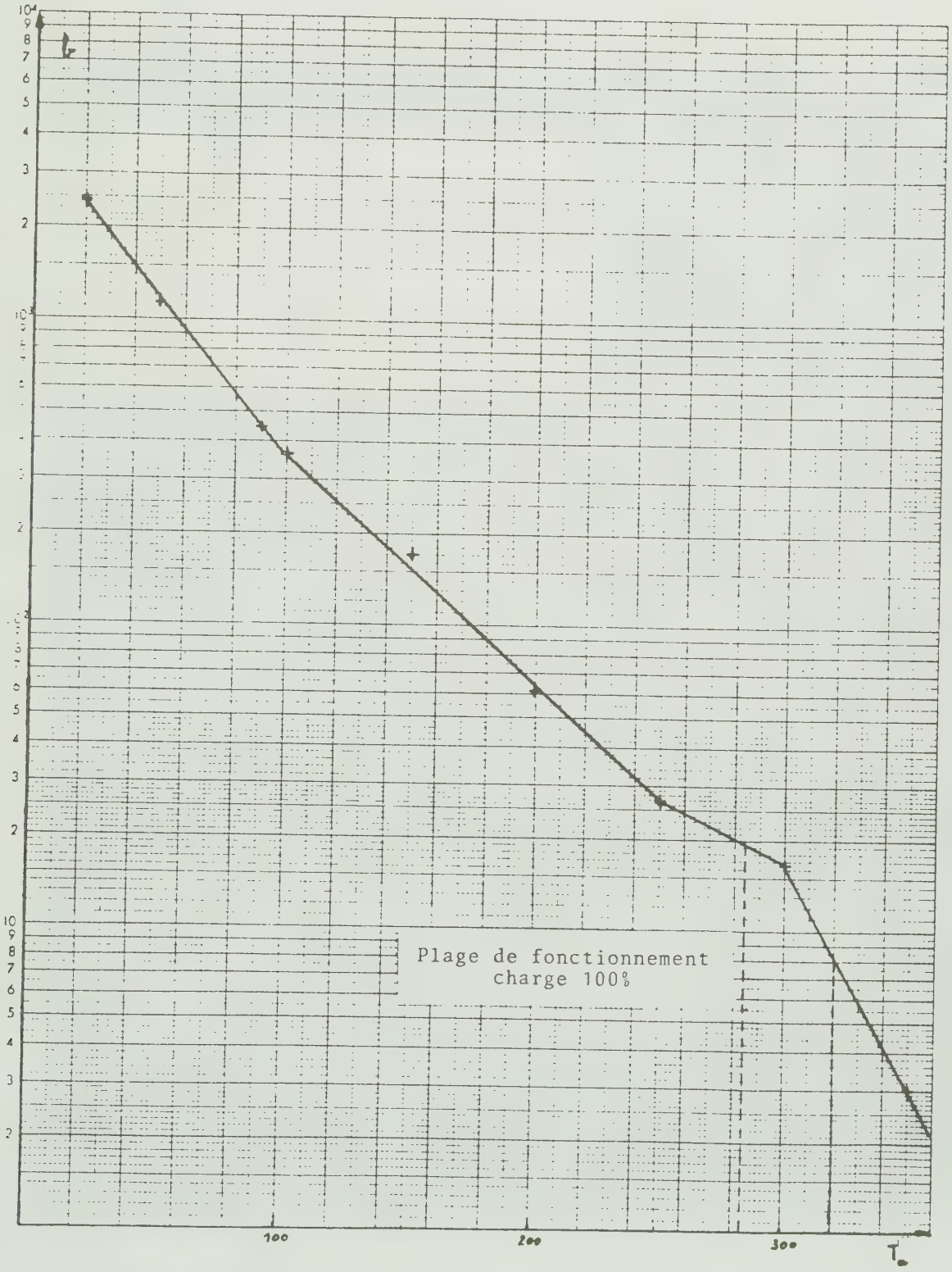


Fig. 3.2 - Variation de b en fonction de la température de saturation.

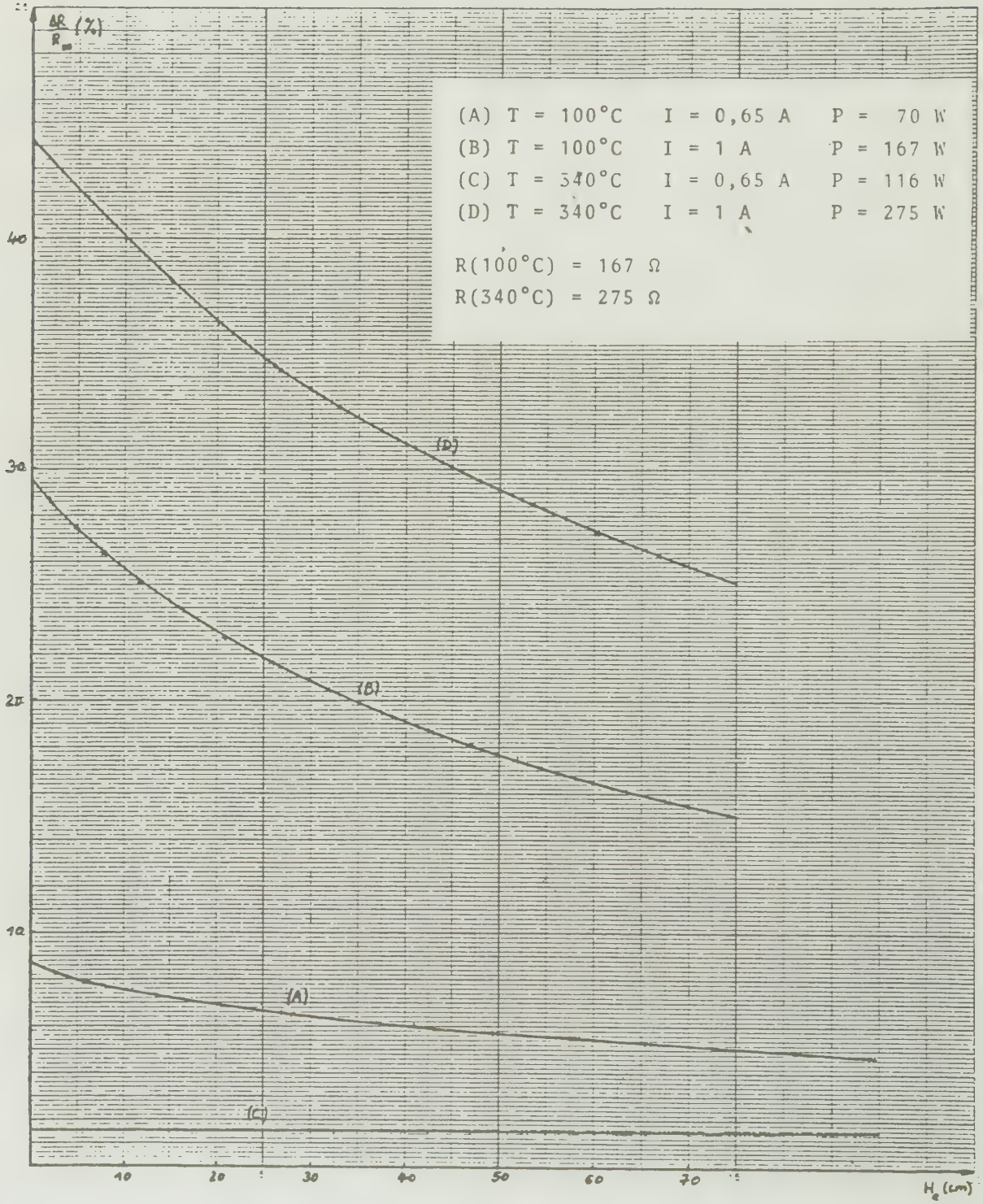


Fig. 3.3 - Caractéristiques théoriques du capteur thermique.

Pour des puissances d'échauffement modérées, le capteur est peu sensible au niveau à basse température (courbe (A), Fig. 3.3) et pratiquement insensible au niveau à haute température (courbe (C), Fig. 3.3).

L'accroissement de la puissance d'échauffement augmente la sensibilité du capteur (chapitre III, § III.2.). En effet, en plus d'une translation vers le haut, la puissance agit sur l'ordonnée à l'origine. Ainsi à 100°C, lorsque la puissance passe de 70 W à 167 W, la sensibilité $\left|\frac{\Delta R}{\Delta H_e}\right|$ passe de 9,5 à 36 (courbe (B), Fig. 3.3) alors qu'à 340°C, le passage de la puissance de 116 W à 275 W fait passer $\left|\frac{\Delta R}{\Delta H_e}\right|$ de 0 à 75 (courbe (D), Fig. 3.3). La grande sensibilité du capteur à T_∞ = 340°C est due au fait que, vue la grande résistance du fil en platine à cette température, une légère augmentation du courant entraîne une grande puissance d'échauffement ($R(340°C)I^2$). On en déduit que les courants d'échauffement sont moins importants à haute température ; la consommation énergétique se trouvera donc réduite.

Notons également qu'une augmentation excessive de la puissance détériore la linéarité. D'où la nécessité d'adapter la puissance au capteur choisi et au milieu où on opère.

La comparaison de la courbe (A) à la courbe (B) d'une part et de la courbe (B) à la courbe (D) d'autre part, met en évidence l'influence des conditions de fonctionnement. Dans le premier cas, c'est-à-dire le cas où la puissance d'échauffement est faible, le capteur devient insensible au niveau lorsqu'on passe de T_∞ = 100°C à T_∞ = 340°C alors qu'à forte puissance, la sensibilité varie peu. En ajustant la puissance, la caractéristique peut se révéler meilleure à de hautes températures de fonctionnement.

Il ressort de cette étude que, pour toutes conditions de fonctionnement, il est capital d'adapter la puissance d'échauffement. Celle-ci dépendra de la nature du capteur, des conditions de fonctionnement, de la dynamique et de la linéarité désirées.

III.4. TEMPS DE REPONSE DU CAPTEUR.

Une expression du temps de réponse peut être obtenue en adoptant la forme simple de l'équation d'auto-échauffement qui suppose que l'énergie générée dans le capteur est égale à l'énergie stockée dans le capteur et l'énergie dissipée par convection vers le milieu extérieur. Ceci se traduit pour un capteur non protégé par une équation du premier ordre :

$$Q = M.c. \frac{dT}{dt} + \overline{h}_c A_c (\overline{T - T_\infty}) \qquad (3.41)$$

qu'on peut écrire après une dérivation par rapport au temps :

$$\frac{d^2T}{dt^2} + \frac{\overline{h}_c . A_c}{M.c} \frac{dT}{dt} = 0 \qquad (3.42)$$

Le facteur $\frac{M.c}{\overline{h}_c A_c}$ qui a les dimensions d'un temps n'est autre que le temps de réponse τ :

$$\tau = \frac{\rho . Vo . c}{\overline{h}_c . A_c} \qquad (3.43)$$

où ρ, Vo, c et A_c indiquent la masse volumique, le volume, la chaleur spécifique et la surface de convection relatifs au capteur, et $\overline{h}_c$ le coefficient de transfert de chaleur moyen du capteur.

L'examen de la relation (3.43) nous montre que τ dépend :

- des dimensions géométriques du capteur (Vo, A_c) qu'on doit soigner lors de la conception du capteur,
- des propriétés physiques et thermiques (ρ,c) des constituants du capteur : τ peut accuser une variation sensible si les conditions de fonctionnement et la puissance d'échauffement varient d'une façon appréciable. Il est donc plus prudent de spécifier les conditions de fonctionnement pour chaque valeur de τ,
- du coefficient de transfert de chaleur $\overline{h}_c$. Le temps de réponse dépend par l'intermédiaire de $\overline{h}_c$ du niveau d'eau.

Evaluation de la constante de temps

En supposant que les caractéristiques physique et thermique de la stumatite varient très peu avec la température, la chaleur spécifique du capteur peut être calculée de la façon suivante (voir Annexe B pour les grandeurs numériques) :

$$M.c = (\rho.Vo.c)_{stumatite} + (\rho.Vo.c)_{platine}$$

$$= (2{,}4.10^{3} \times 3{,}82.10^{-4} \times 853) + (21{,}4.10^{3} \times 144{,}1.10^{-9} \times 240)$$

$$= 782 + 0{,}7 \simeq 783 \text{ J/°C}$$

La surface d'échange calorifique vaut :

$$A_c = A_{stumatite} + 4/3.A_{platine}$$

$$= 7{,}34.10^{-2} + (4 \times 5{,}764.10^{-3})/3 \simeq 8.10^{-2} \text{ m}^2$$

L'expression (3.43) de τ devient :

$$\tau = \frac{\rho.Vo.c}{\overline{h}_c.A_c} = \frac{783}{8.10^{-2}} \times \frac{1}{h_c} \simeq \frac{9788}{\overline{h}_c}$$

Les estimations de τ pour différentes températures et hauteurs d'eau sont données au tableau 1. Les coefficients de transfert de chaleur sont ceux donnés au tableau A.5, Annexe A.

Le tableau 1 montre que :

- pour de faibles températures, la plage de variation de τ en fonction du niveau est grande (26 s $\leqslant \tau \leqslant$ 12 mn). Ceci est dû au fait qu'à ces températures, le coefficient de transfert de chaleur de la vapeur est faible,

- par contre à fortes températures où le coefficient de transfert de chaleur de l'eau et de la vapeur sont voisins ($\overline{h}_{eau}/h_{vapeur} \simeq 3$), la plage est plus réduite : 12 s < τ < 35 s.

Tableau 1 - Ordre de grandeur de la constante de temps du capteur (I = 0,65 A).

T_∞ (°C)	H (m)	$\overline{h}_c$ (W/m².°C)		τ	
		Eau	Vapeur	Eau	Vapeur
100	0,7	382	13	26 s	12 mn
	0,35	195,5		50 s	
340	0,7	800	280	12 s	35 s
	0,35	541		18 s	

Il est donc important de tenir compte lors de la conception du capteur des conditions de fonctionnement afin de fixer un temps de réponse voisin de celui désiré et de réduire l'inertie thermique pour réduire la plage de variation τ.

Un calcul analogue au précédent avec un courant d'échauffement de 1 A montre que l'influence de la puissance d'échauffement sur τ est minime.

Chapitre IV

REALISATION EXPERIMENTALE ET RESULTATS.

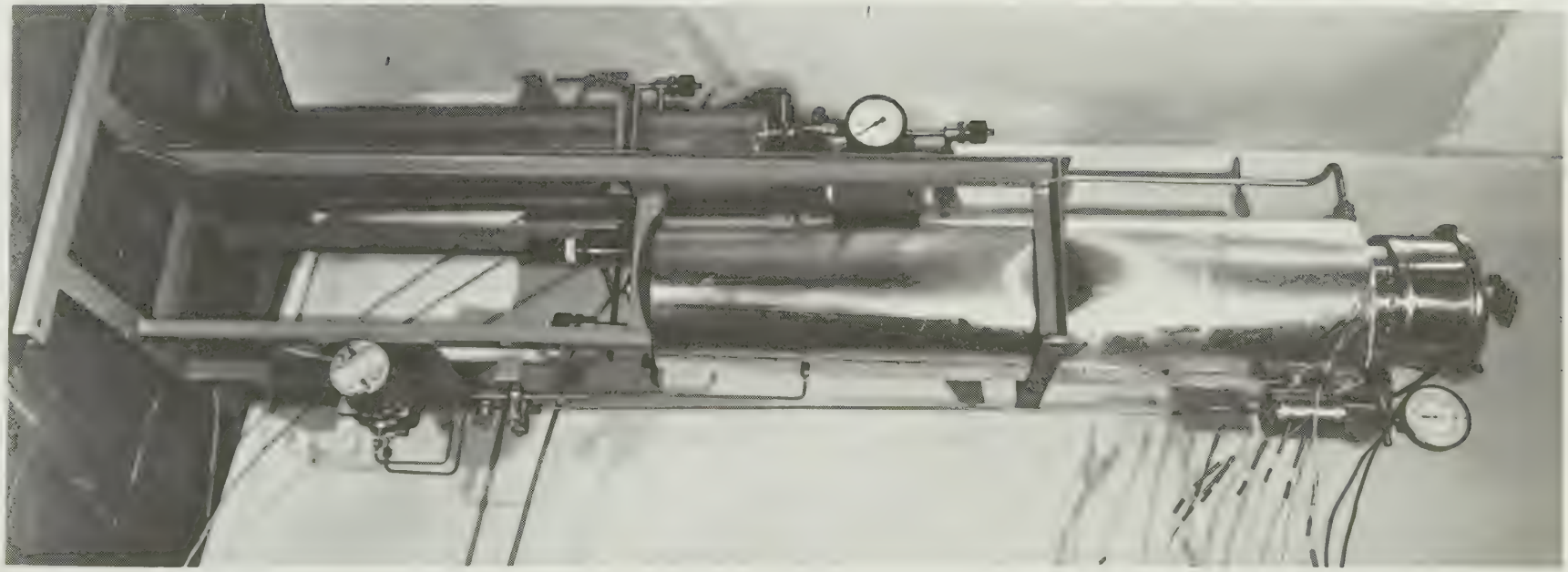
INTRODUCTION.

Pour vérifier la méthode de mesure de niveau par le capteur thermique à résistance, une expérience a été conduite en présence de l'eau et de la vapeur saturée.

Ces conditions de fonctionnement ont nécessité la réalisation d'un système de mesure permettant d'avoir de l'eau et de la vapeur sous pression (voir photo 4.1). La pression absolue maximale obtenue par ce système n'excède pas 1,5 bars ce qui correspond à une température maximale de l'ordre de 112°C.

Cherchant dans le cadre de ce travail à vérifier le principe du capteur autochauffant et à dégager l'allure de sa caractéristique, nous avons pris comme capteur de référence le détecteur de niveau à pression différentielle classique.

Après une description du matériel utilisé, nous présenterons les résultats des expériences conduites en présence de l'air, de l'eau et de l'air et en présence de l'eau et de la vapeur sous pression.



IV.1. DESCRIPTION DU MATERIEL.

IV.1.1. Le capteur.

Il est constitué de deux fils en platine de 0,1 mm de diamètre bobinés sur un support cylindrique avec un pas apparent de 2 mm.

Pour minimiser la capacité thermique et permettre le retour des fils, le support en stumatite* de 730 mm de hauteur et de 32 mm de diamètre extérieur, a la forme d'un tube de 6 mm d'épaisseur (Fig. 4.2). Un léger filetage conique, à bords arrondis, a été prévu le long du support pour accueillir les fils et les empêcher de glisser sous les effets thermiques.

Comme la résistance de chaque fil est fixée à 335 Ω pour une température de fonctionnement de 100°C, une longueur de 2 × 19,28 m de fil en platine a été nécessaire.

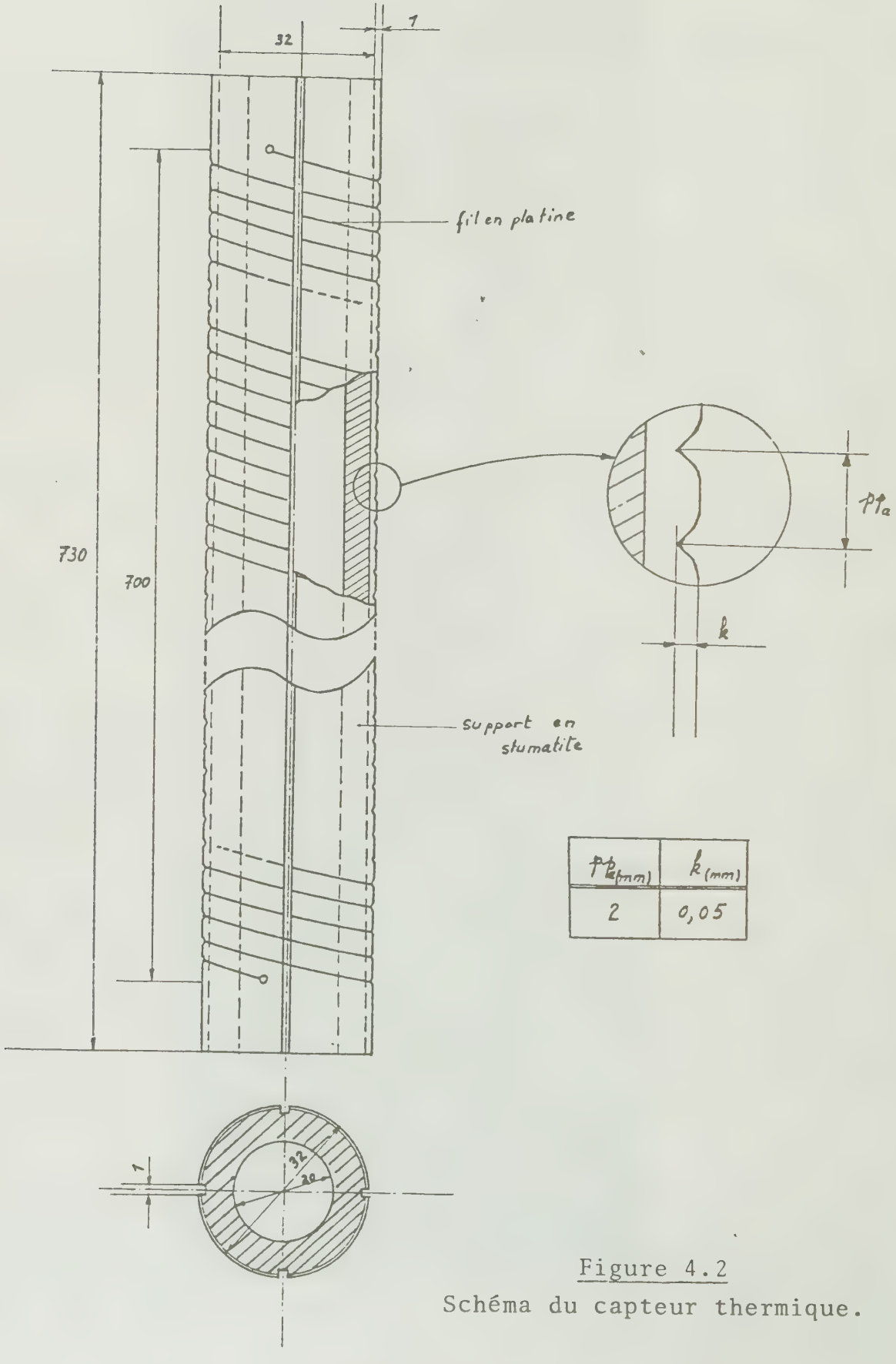
Les caractéristiques physiques, thermiques et électriques ainsi que les dimensions du fil en platine, de la stumatite et du capteur sont données à l'Annexe B.

Pour surveiller l'évolution de la température le long de la surface du capteur, 12 thermocouples (10 de 1 mm et 2 de 0,5 mm de diamètre) nickel-chrome nickel-allié ont été placés dans une rainure le long d'une génératrice du capteur espacés de 65 mm environ (Fig. 4.3).

Pour fixer ces thermocouples à des endroits fixes et connus, et pour minimiser la perturbation de la couche limite, les thermocouples traversent le support par des trous prévus à cet effet et remontent le long des supports du capteur près des parois de la cuve.

---

*La réalisation d'un support cylindrique, isolant, à surface extérieure rectiligne et d'une longueur de 730 mm n'est pas possible avec la plupart des céramiques usuelles. D'où le choix de la stumatite, cette variété de roche, facilement usinable, qui après cuisson à 1050°C donne une céramique.



$Pt_{a\,(mm)}$	$k_{(mm)}$
2	0,05

Figure 4.2
Schéma du capteur thermique.

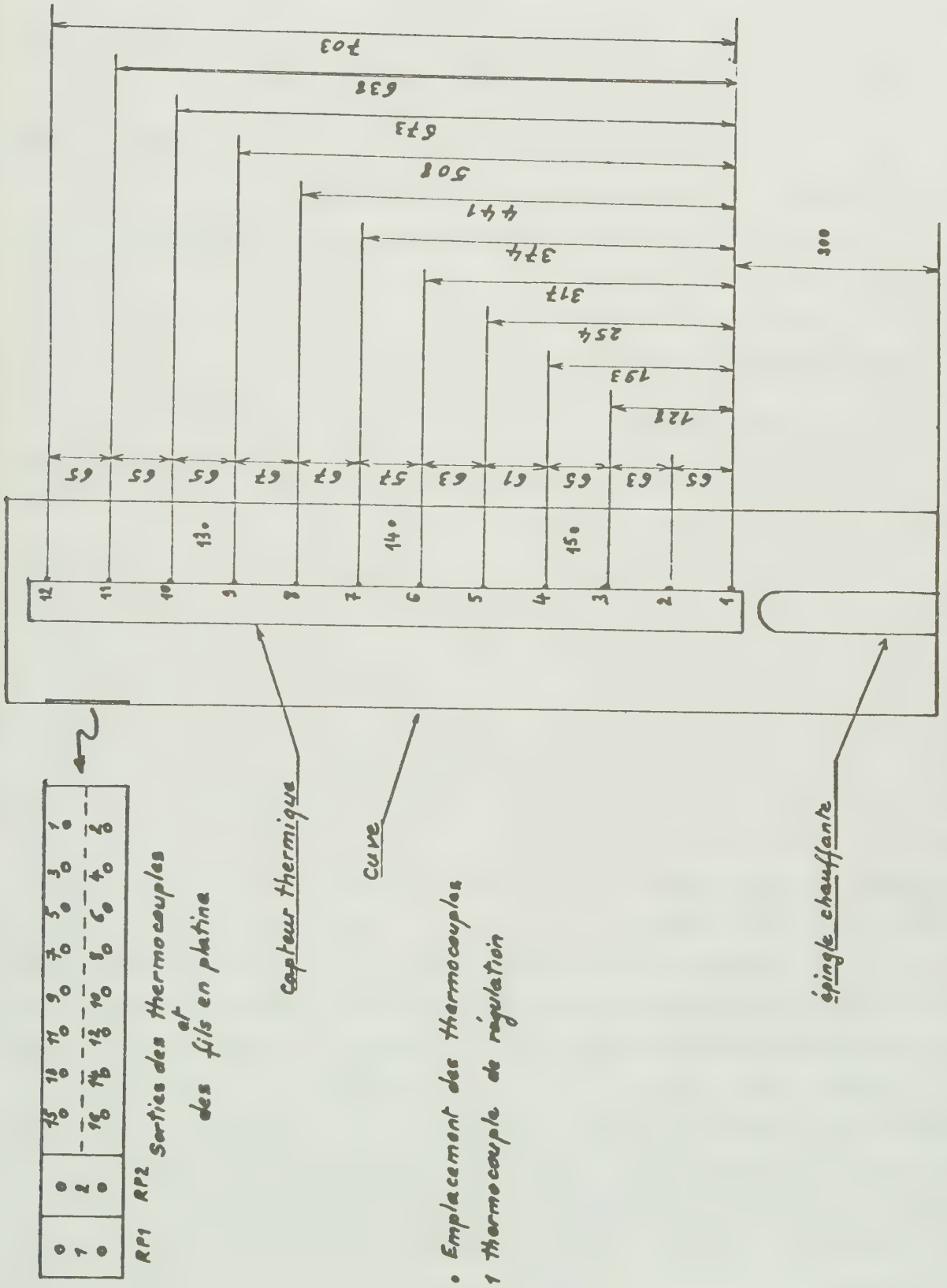


Fig. 4.3 - Schéma de la cuve. Emplacement et côtes des thermocouples.

L'adoption d'un capteur à deux résistances a été retenu pour élargir le champ de l'expérience en ce sens que le niveau d'eau peut être mesuré de trois manières :

- Mesure de niveau par mesure de la résistance autochauffante à l'aide d'un système de mesure série.

- Mesure de niveau par mesure de la deuxième résistance chauffée indirectement à l'aide d'un pont de mesure.

- Mesure de niveau par le détecteur de niveau à pression différentielle prévu sur la cuve.

IV.1.2. Le système de mesure.

a) La cuve d'eau.

Le capteur ainsi réalisé sera placé dans une cuve qui peut contenir à la fois de l'eau et de la vapeur.

Pour se rapprocher des conditions de fonctionnement du pressuriseur, la cuve doit avoir un grand diamètre comparé à celui du capteur. Ceci empêchera d'ailleurs la réaction des parois de la cuve sur le capteur et permettra aux couches limites thermique et hydrodynamique de se développer librement. Ceci est très important surtout lorsqu'on sait le rôle qu'elles jouent dans le transfert de chaleur. Un autre inconvénient d'une petite cuve est l'échauffement de la totalité du fluide par le capteur. Dans ce cas T_∞ qui est sensée rester constante pendant la durée de l'expérience, variera continuellement.

Une méthode simple pour fixer la taille de la cuve consiste à prendre une épaisseur du fluide supérieure à la somme des épaisseurs des couches limites développées à la surface du capteur et à la paroi intérieure de la cuve. Churchill et Ozoe [27] ont déterminé une expression pour le calcul de l'épaisseur de la couche limite thermique (pour une surface à flux uniforme) qui est valable pour tout nombre de Prandtl et ceci pour une convection libre laminaire autour d'une plaque plate :

$$\eta_{th} = \frac{3{,}41 \left[1 + \left(\frac{Pr}{7{,}22}\right)^{9/10}\right]^{2/9}}{\left[-\phi'(o)\right]^{1/5} Pr^{2/5}} \qquad (4.1)$$

η_{th} est l'épaisseur de la couche limite thermique normalisée ; elle a la forme :

$$\eta_{th} = \frac{\delta_{th}}{x} \left(\frac{Gr_x}{4} \right)^{1/4} \qquad (4.2)$$

où δ_{th} : épaisseur de la couche limite thermique

x : distance comptée du bas de la plaque

Gr_x : nombre de Grashof.

La relation (4.1) montre que pour des nombres de Pr modérés (< 10), la couche limite thermique η_{th} est inversement proportionnelle à $\sqrt{Pr}$ et que pour les grands nombres de Pr elle varie en $(Pr)^{-1/5}$. Pour des nombres de Pr situés au voisinage de 1, Lorenz [10] donne une relation théorique, pour une plaque plate isotherme, liant Pr à $\phi'(o)$:

$$\phi'(o) = -0,411\sqrt{2}\ (Pr)^{1/4} \qquad (4.3)$$

La relation (4.1) s'écrit donc en tenant compte de (4.3) :

$$\eta_{th} = 3,801 \frac{\left[1 + \left(\frac{Pr}{7,22} \right)^{9/10} \right]^{2/9}}{(Pr)^{9/20}} \qquad (4.4)$$

La relation (4.4), établie pour une plaque plate, peut être utilisée pour estimer l'ordre de grandeur de la couche limite dans notre cas. Dans le cas de la vapeur* à 100°C et pour une puissance d'échauffement de l'ordre de 70 W, l'épaisseur de la couche limite thermique au niveau de la zone de transition vaut :

$$Pr = 0,984$$

$$H_{tr,v} = 0,176 \text{ m}$$

$$(Gr_{H_{tr,v}}) = 1,24.10^7$$

---

*L'épaisseur de la couche limite thermique en présence de l'eau est plus faible que celle de la vapeur.

$$\eta_{th} = 3,801 \frac{\left[1 + \left(\frac{0,984}{7,22}\right)^{9/10}\right]^{2/9}}{(0,984)^{9/10}} \simeq 3,991$$

$$\delta_{th} = \frac{0,176 \times 3,991}{(1,24.10^{7})^{1/4}} \simeq 1,18.10^{-2} \text{ m}$$

En conséquence l'épaisseur minimale de l'eau entre le capteur et la paroi intérieure de la cuve est de l'ordre de 2,5 cm en présence d'un écoulement laminaire. Elle est plus grande en présence de l'écoulement turbulent.

Cette expérience utilise une cuve en acier inoxydable de 18 cm de diamètre et de 1 m de hauteur. Sa partie supérieure est surmontée par un autocuiseur dans le but d'avoir une phase vapeur et une pression modérée (1,5 bars).

La cuve porte sur le côté un système de mesure de niveau par un détecteur de niveau à pression différentielle (voir photo 4.1) et à sa base une épingle chauffante de 1 kW qui permet de porter l'eau de la cuve à 100°C et de produire de la vapeur.

Comme les essais se feront à capteur non protégé, l'eau est d'une grande pureté (au départ sa résistivité est de 18 MΩ.cm) pour empêcher les électrolyses possibles, les fuites électriques et parer aux autres parasites. La cuve, le réservoir et le capteur ont été décapés et passivés.

A défaut d'un système de génération d'eau pure, un réservoir de même nature que la cuve et raccordé à sa base a été prévu pour accueillir la totalité de l'eau (Fig. 4.4).

Quatre thermocouples ont été placés verticalement dans la masse du fluide (Fig. 4.5). Ils indiquent les changements thermiques de la masse du fluide.

b) Le circuit pneumatique.

Pour simuler la variation du niveau, tout en utilisant la même eau, la cuve est reliée au réservoir par un circuit pneumatique (Schéma 4.4). La vidange de la cuve dans le réservoir est obtenue par gravité en actionnant le robinet R1 ; par contre le remplissage de la cuve nécessite l'emploi d'une pompe à air qui en

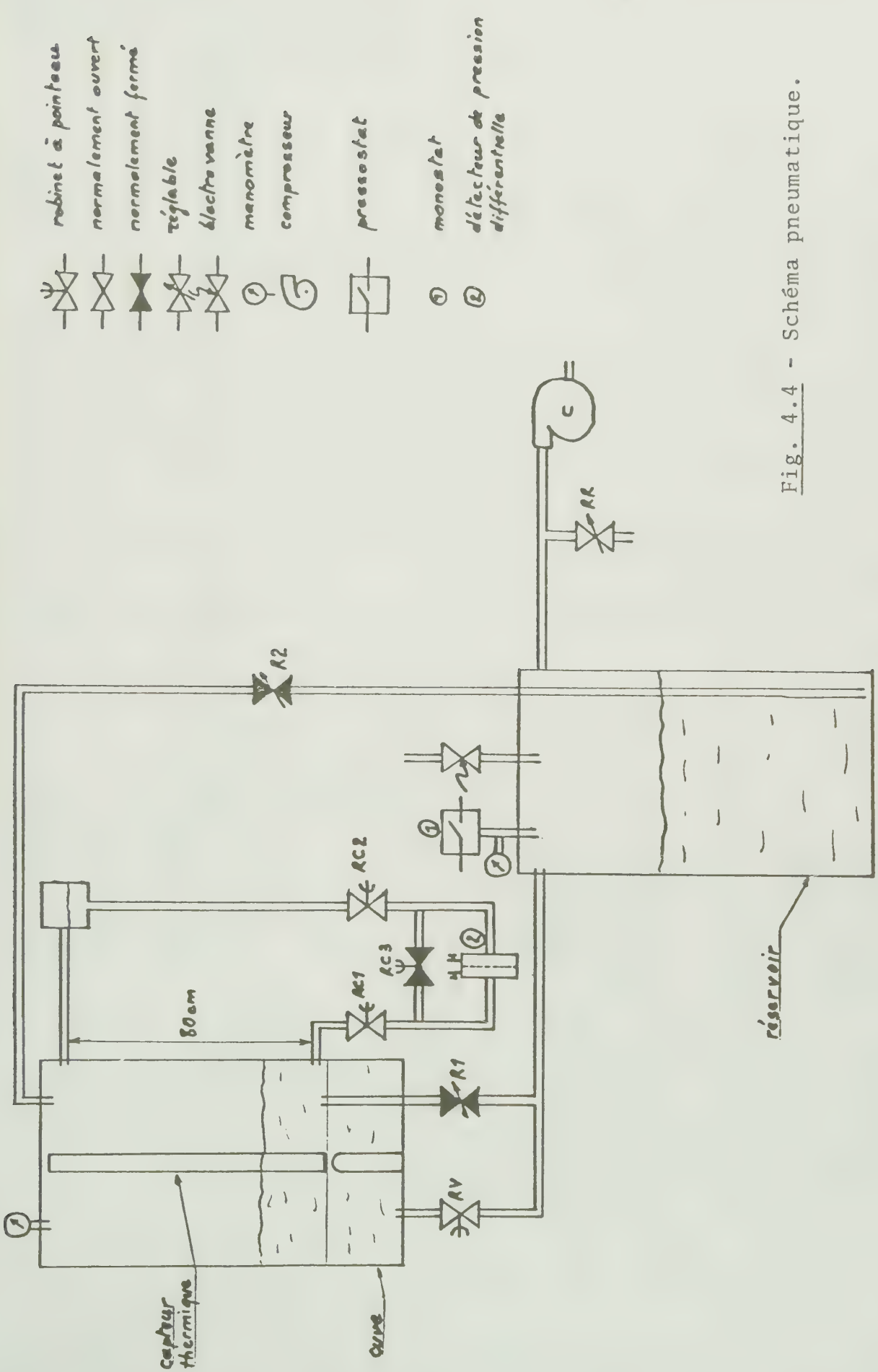


Fig. 4.4 - Schéma pneumatique.

augmentant la pression dans le réservoir injecte l'eau par le haut de la cuve. Pour des raisons de sécurité, un manostat normalement ouvert a été prévu à la partie supérieure du réservoir.

a) Le circuit électrique (Schéma 4.5).

L'épingle chauffante (EC) est alimentée par le secteur. Pour réguler la température de la cuve, une de ses résistances est commandée par le pyromètre enregistreur (PE) via un relais de puissance.

Faute d'une alimentation stabilisée de forte puissance (200 W), une des résistances en platine a été alimentée par un pont redresseur, filtré, avec un variostat en tête. Un ampéremètre et un voltmètre digitaux permettent de contrôler le courant et la tension auxquels est soumise la résistance.

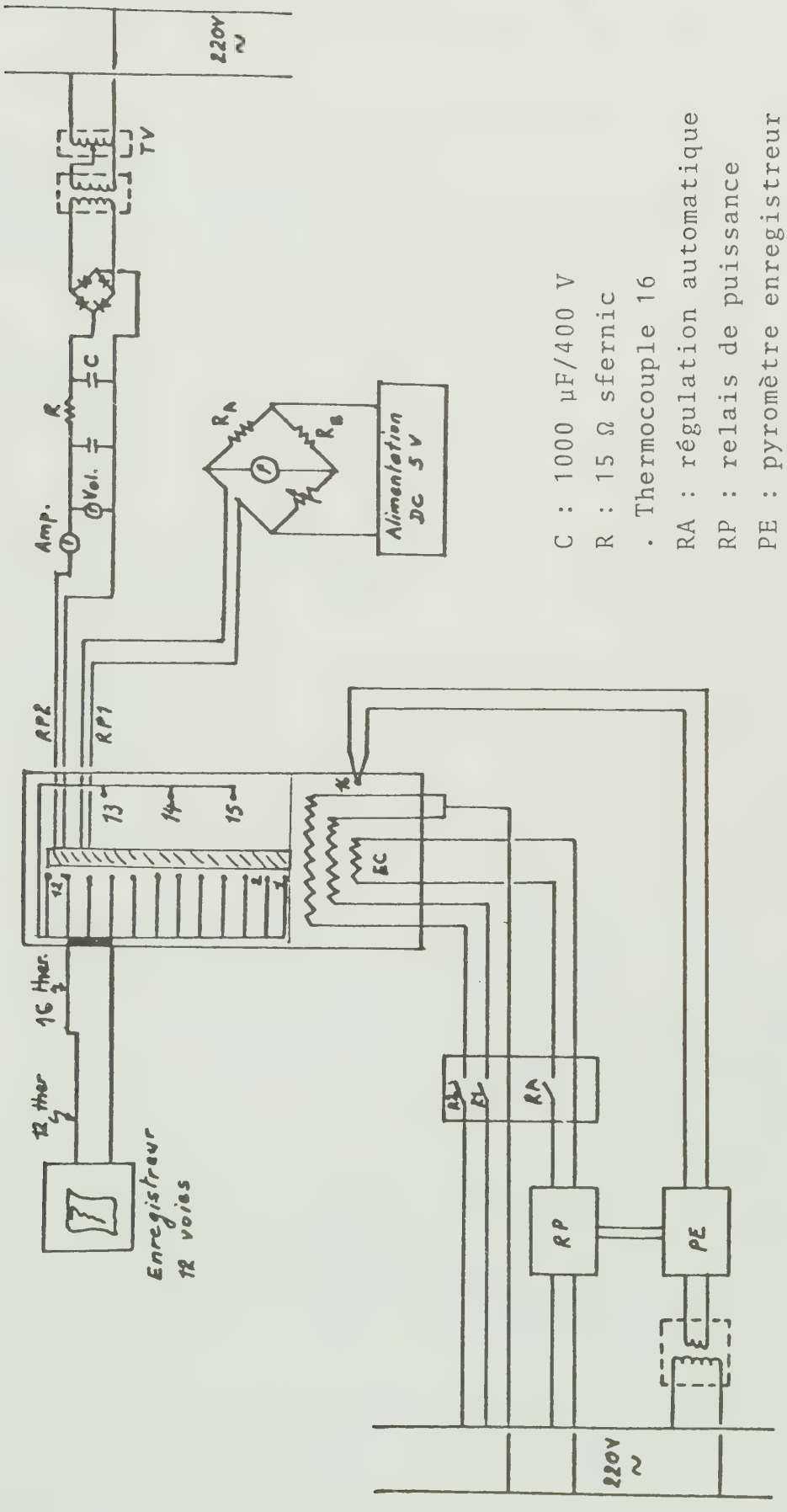
La deuxième résistance quant à elle, forme une branche d'un pont de Wheaststone.

Les thermocouples sont connectés à un appareil enregistreur 12 voies.

IV.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX.

L'utilisation d'un capteur non protégé, malgré l'emploi d'une eau pure de 18 M.Ω.cm de résistivité qui se dégradait très rapidement, a conduit à de grands courants de fuite qui faussaient les résultats. Pour réduire ces courants de fuite, nous avons mis en parallèle les deux résistances en platine. La résistance équivalente est de l'ordre de 125 Ω à 20°C.

Un incident technique (rupture des fils en platine) nous a obligé à limiter la puissance d'échauffement. Ceci nous a empêché de tester le capteur sous différentes puissances d'échauffement. Les expériences menées ont été toutes effectuées à une puissance de l'ordre de 70 W ($V \simeq 100$ V, $I \simeq 0{,}7$ A).



C : 1000 µF/400 V
R : 15 Ω sfernic
. Thermocouple 16
RA : régulation automatique
RP : relais de puissance
PE : pyromètre enregistreur
TV : variostat
EC : épingle chauffante

Fig. 4.5 - Schéma électrique.

IV.2.1. Courbe d'auto-échauffement et évolution de la température du capteur en présence de l'air.

IV.2.1.1. La courbe d'auto-échauffement.

Avant la mise en place du capteur dans la cuve, une expérience à l'air libre a été conduite permettant ainsi de déterminer la courbe d'auto-échauffement (Fig. 4.6) et l'évolution de la température le long du capteur (Fig. 4.7).

La courbe (A) de la figure 4.6, obtenue en mesurant le courant et la tension aux bornes de la résistance RP1 chauffée, indique la variation de la résistance autochauffante en fonction de la puissance d'échauffement en présence de l'air.

La courbe (B) de la même figure montre l'évolution de RP2 (résistance chauffée indirectement), mesurée par un pont de Wheatstone en fonction de la température moyenne du capteur.

La courbe (A) présente apparemment une pente plus grande que la courbe (B). Ceci est en partie vrai puisque la résistance chauffée RP2 possède une température moyenne supérieure à celle de RP1. Cette pente est un peu exagérée à cause du non équilibre thermique. En effet, vue l'inertie thermique, cet équilibre nécessitera un temps très long.

La linéarité de ces courbes est due à la caractéristique résistive du platine qui est linéaire aussi (chapitre I, § I.5.). Rappelons également que ces courbes représentent la dépendance de la résistance du platine en fonction de la puissance générée et de la puissance dissipée par le capteur donc du coefficient de transfert de chaleur de l'air. Comme ce dernier est inversement proportionnel à la pente de la courbe (relation (3.43) chapitre III, § III.4.), on en déduit que pour l'eau comme pour la vapeur, qui ont de forts coefficients de transfert de chaleur comparés à l'air ; les courbes d'auto-échauffement seront similaires mais avec une pente plus faible.

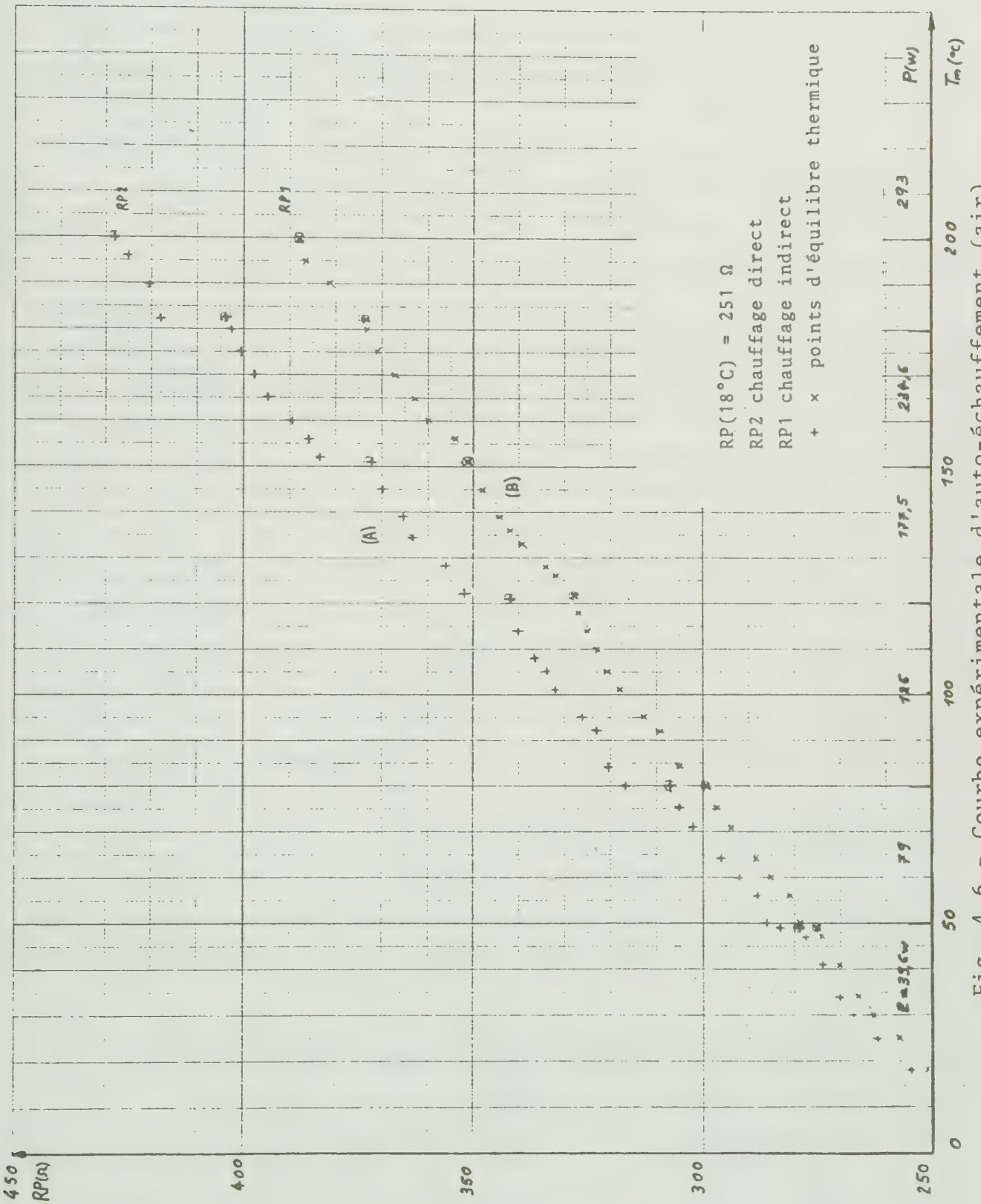


Fig. 4.6 - Courbe expérimentale d'auto-échauffement (air).

IV.2.1.2. Evolution de la température le long du capteur.

La figure 4.7 montre l'évolution de la température le long du capteur pour différentes puissances en présence de l'air. On voit donc qu'en choisissant la puissance d'échauffement on peut sans difficulté fixer l'excès de température du capteur sur le milieu à la valeur désirée.

Une interpolation des courbes de la figure 4.7 donnant les excès de température du capteur sur le milieu ambiant ($T_\infty \simeq 20°C$) en fonction de la distance du bas du capteur et pour différentes puissances, est donnée à la figure 4.8.

Il ressort de la figure 4.8 que l'excès de température est sensiblement proportionnel à la puissance d'auto-échauffement. Ceci est dû à la linéarité de la courbe d'auto-échauffement. A un accroissement de 50 W de la puissance correspond une augmentation de 10°C de $\overline{\theta}$ en présence de l'air. En présence de l'eau et de la vapeur, cet accroissement de l'excès de température sera plus réduit à cause de leurs grands coefficients de transfert de chaleur.

Ces courbes montrent que conformément à la théorie de la couche limite, l'excès de température sur le milieu $\overline{\theta}$ croît sur la partie inférieure (présence de l'écoulement laminaire ; $\overline{\theta} \div x^{1/5}$) avant de se stabiliser au-delà de 10 cm (présence de l'écoulement turbulent). En présence de l'air la transition a lieu entre 7 et 12 cm ; elle dépend de la puissance mise en jeu.

IV.2.2. Essais dans la cuve sans vapeur.

Au cours des premiers essais dans la cuve, il s'est avéré que la résistivité de l'eau se dégradait très rapidement. Comme le capteur est non protégé, des courants de fuite s'établissaient d'une part entre les spires voisines des résistances en platine et d'autre part entre la résistance chauffée et la gaine des thermocouples (masse). Il était donc pratiquement impossible de mener l'expérience à bien malgré le renouvellement de l'eau.

Pour amoindrir ces courants parasites, nous avons déplacé les thermocouples de leurs logements en les maintenant en porte-à-faux près de la surface du capteur, et mis en parallèle les deux résistances en platine. La résistance équivalente est de l'ordre de 125 Ω à 20°C.

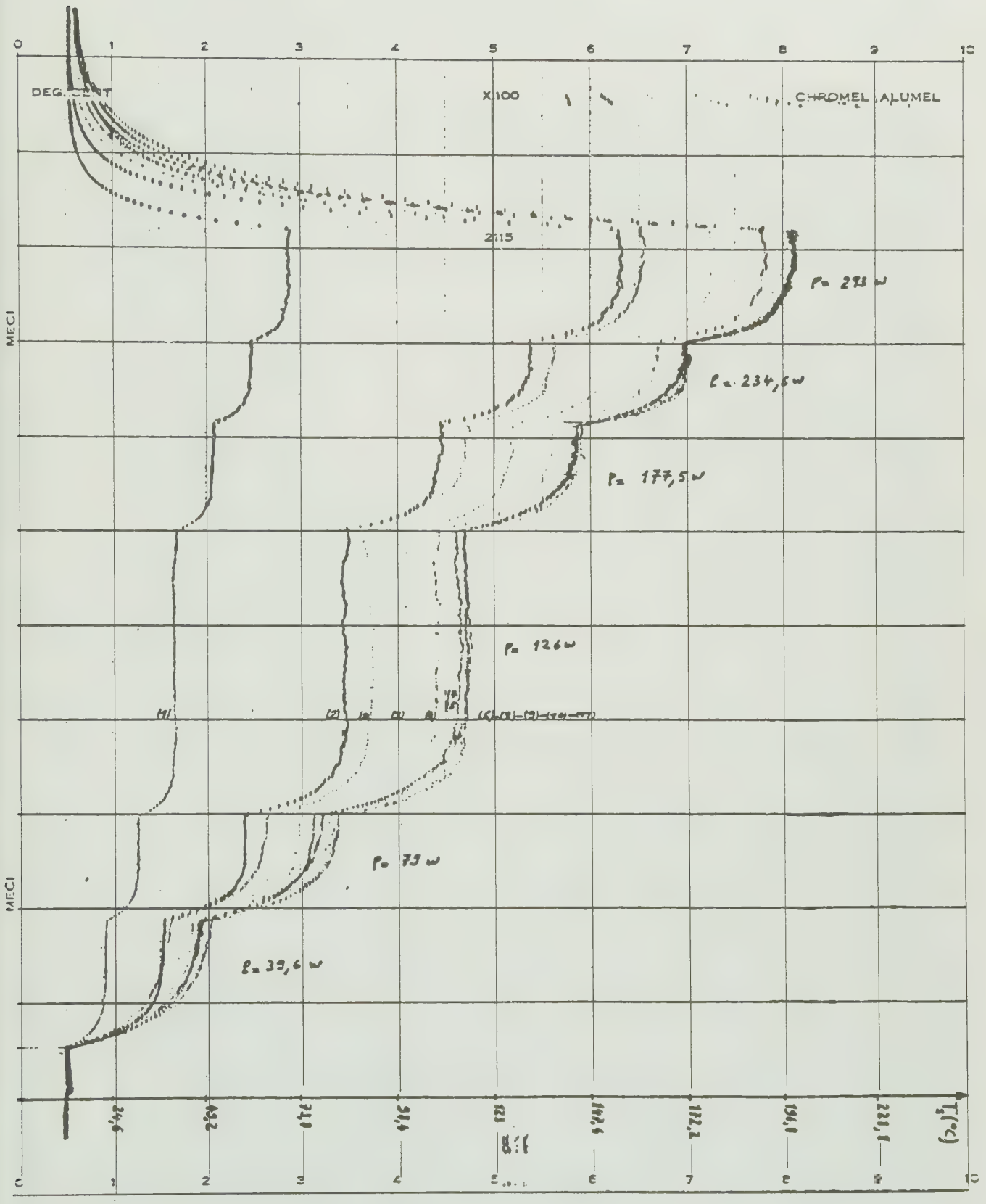


Fig. 4.7 - Evolution de la température le long du capteur.

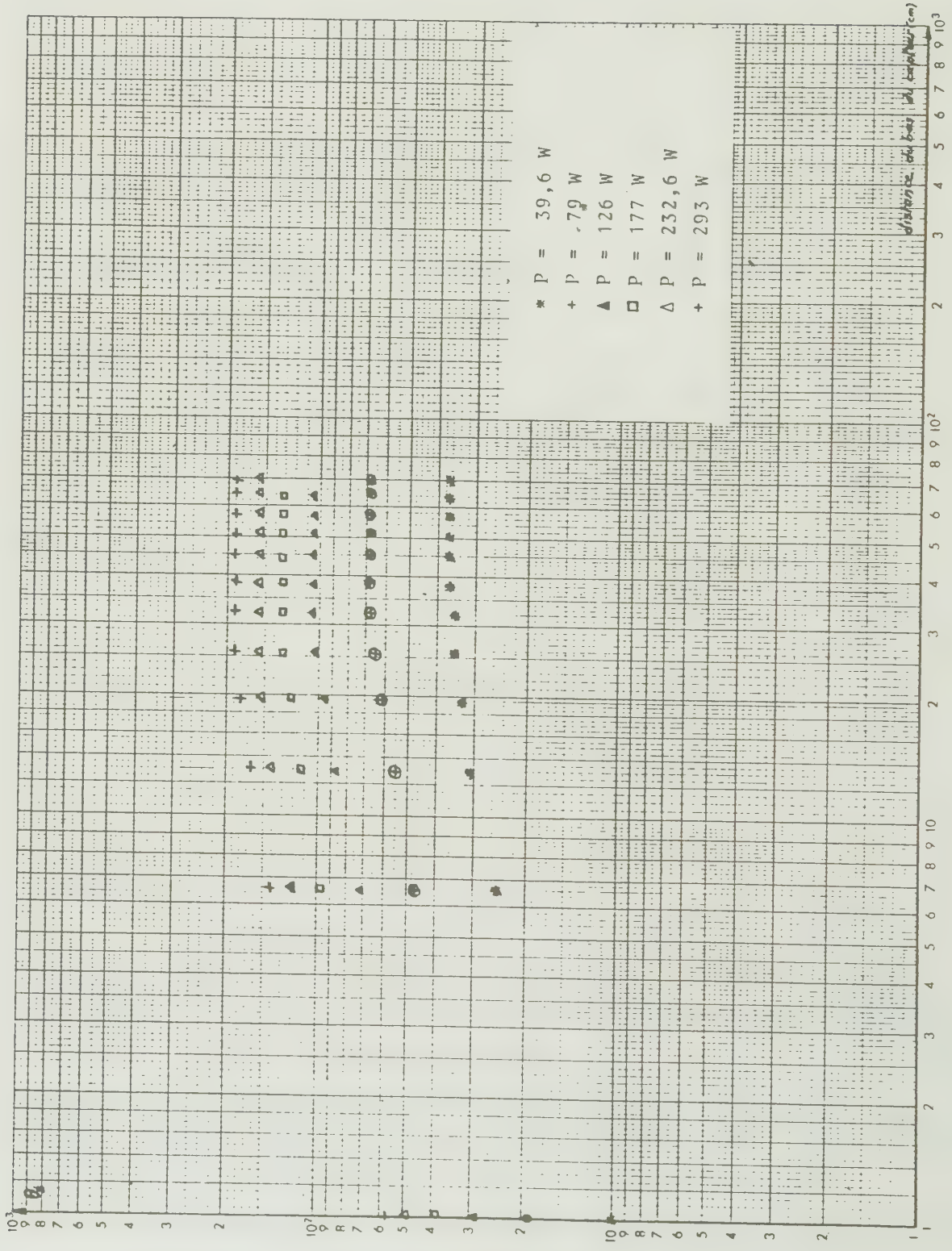


Fig. 4.8 - Excès de température du capteur en présence de l'air (T_∞ = 13°C)

L'indication des thermocouples était peu concluante à cause de leurs emplacements et de la faible sensibilité de l'enregistreur à 12 voies.

Pour cerner l'évolution de la caractéristique $R = f(H_e)$ en fonction de la température et de la nature du milieu, plusieurs essais ont été effectués en présence de l'eau à cuve ouverte. Les résultats de ces essais en même temps que l'évolution du niveau indiquée par le détecteur de niveau à pression différentielle sont donnés aux figures 4.9, 4.10 et 4.11.

Comme la tension d'alimentation n'était pas stabilisée, une variation absolue de ±2,5 V a été observée au cours de ces essais. Les caractéristiques déduites par le système de mesure série (la résistance est déduite dans ce cas par mesure de V et I pour différents niveaux) sont données à la figure 4.12.

L'analyse de ces courbes montre que :

- la caractéristique du capteur est une fonction décroissante : la résistance du fil en platine décroît lorsque le niveau augmente,

- le capteur suit bien les petites variations en pente du niveau surtout à sa partie centrale (Fig. 4.10). Nous verrons au chapitre suivant l'ordre de grandeur des constantes de temps,

- l'inertie thermique ne se manifeste que lorsque plus de la moitié du capteur se trouve en présence de l'air. En effet le faible pouvoir refroidisseur de l'air fait que le capteur réagit très lentement et voit même sa résistance augmenter à cause de l'apport de calories dû à la puissance d'échauffement. Ainsi à la figure 4.11, bien que le détecteur de niveau à pression différentielle indique la fin de la vidange de la cuve, la résistance continue à croître (sur la courbe I décroît). Par contre au remplissage, le courant donc la résistance se stabilise très rapidement,

- l'augmentation de la température du milieu influe peu sur la caractéristique mais la décale vers le haut.

- la courbe (4) de la figure 4.12 présente une pente plus importante pour les grandes hauteurs d'eau (H_e > 50 cm). La cause en est la dégradation de la résistivité de l'eau qui chute avec l'accroissement de la température (T_∞ = 95°C),

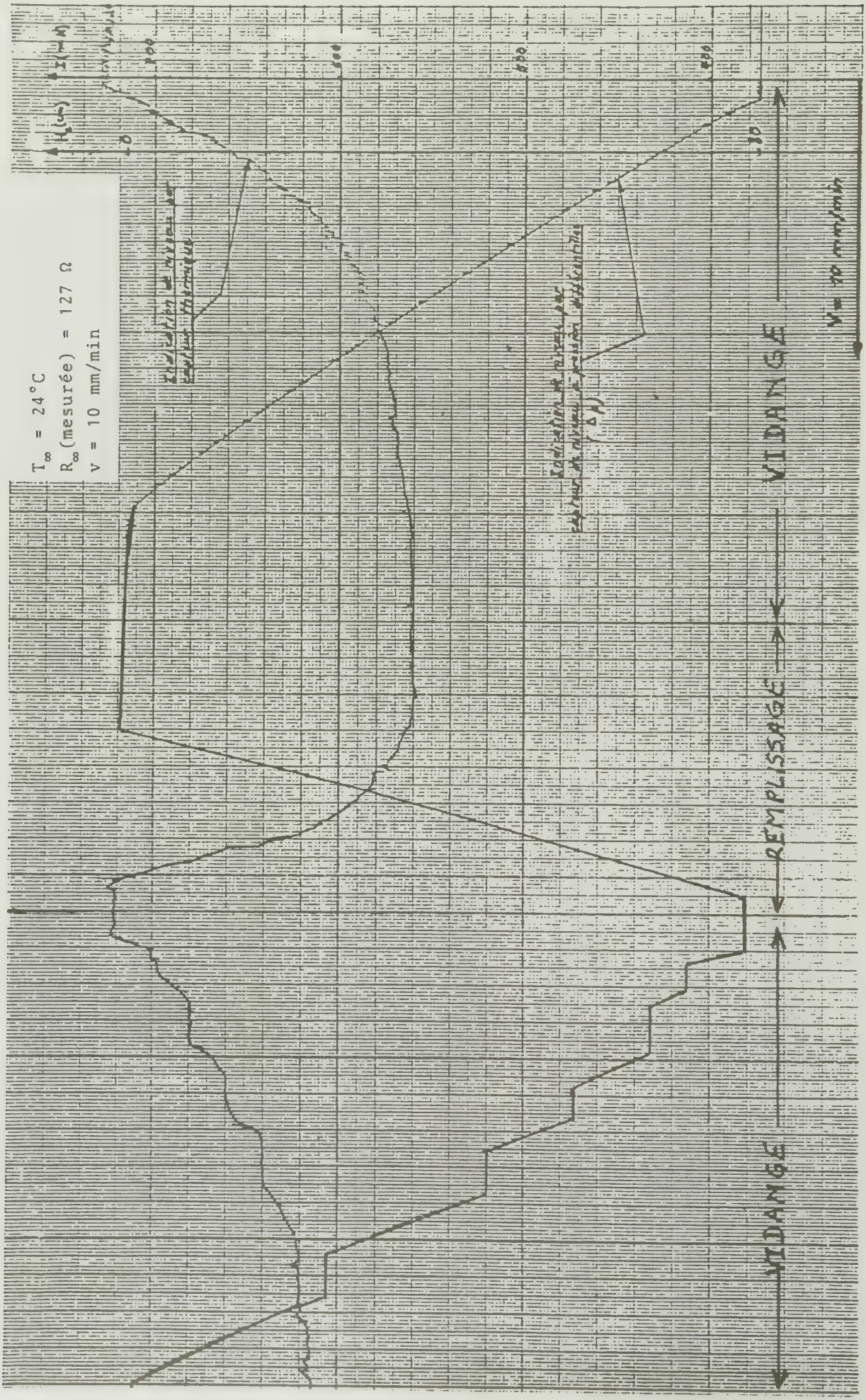


Fig. 4.9 - Indications de niveau par Δp et capteur thermique.

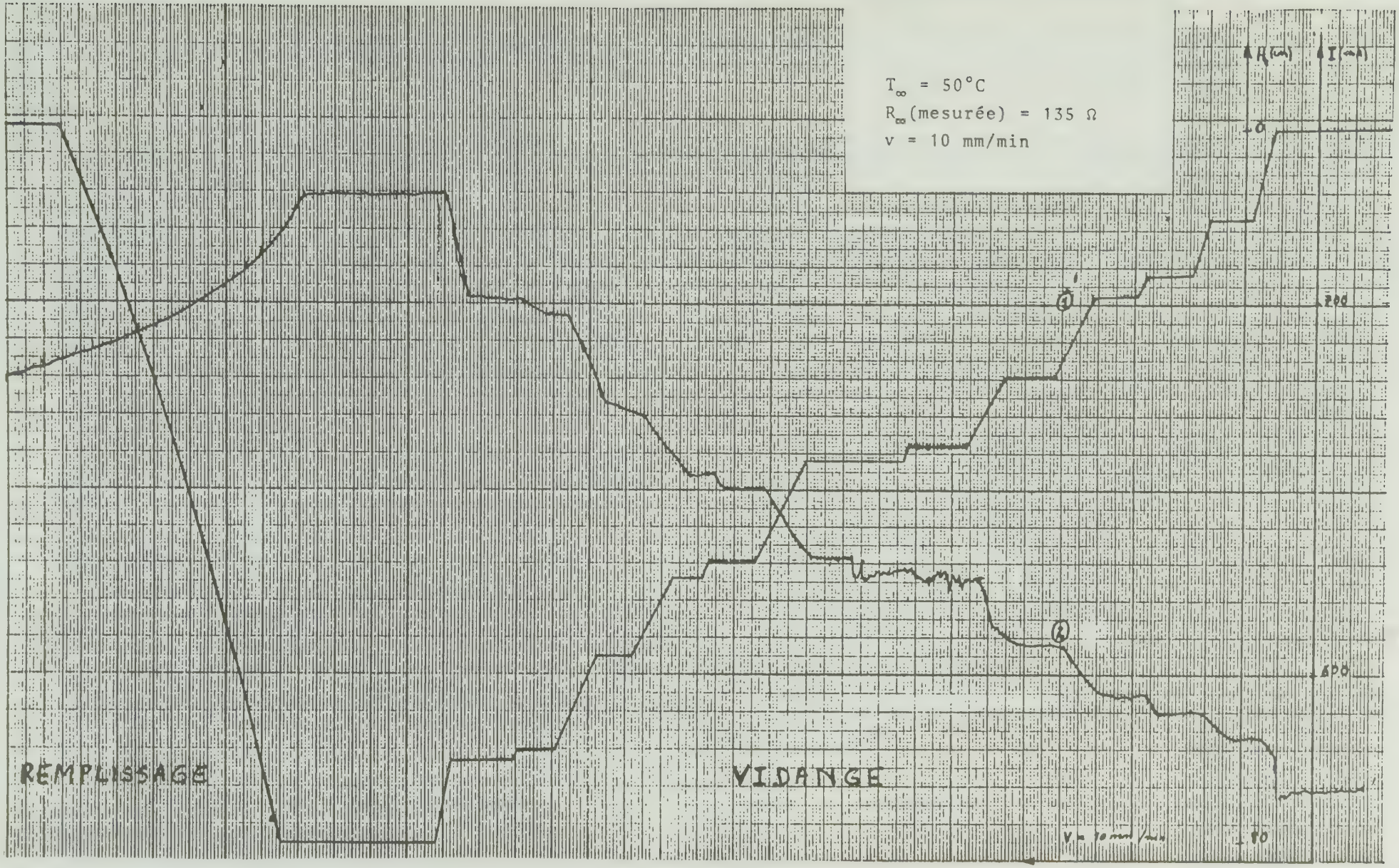


Fig. 4.10 - Indications de niveau (1) Δp ; (2) capteur thermique.

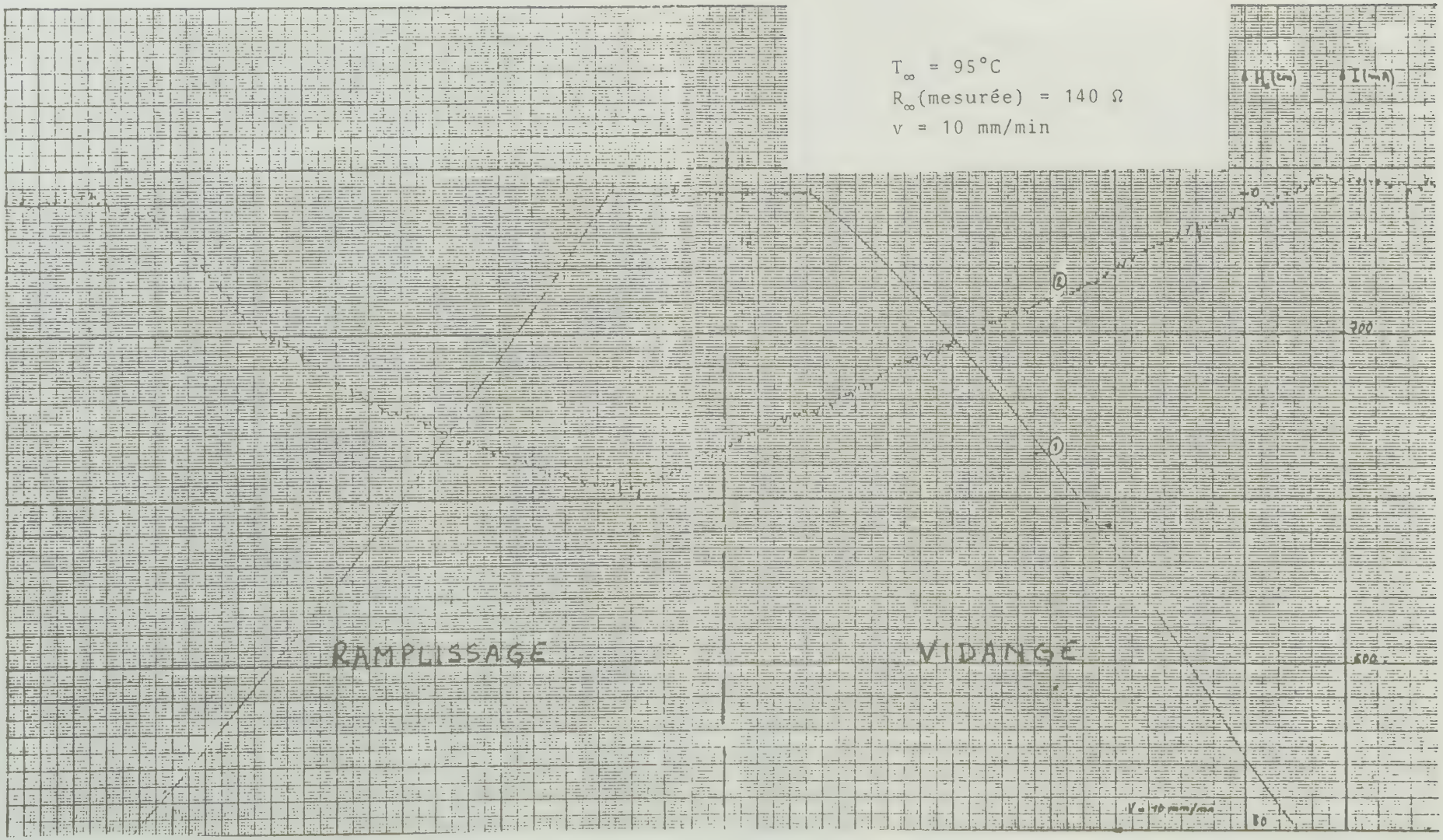


Fig. 4.11 - Indications de niveau (1) Δp ; (2) capteur thermique.

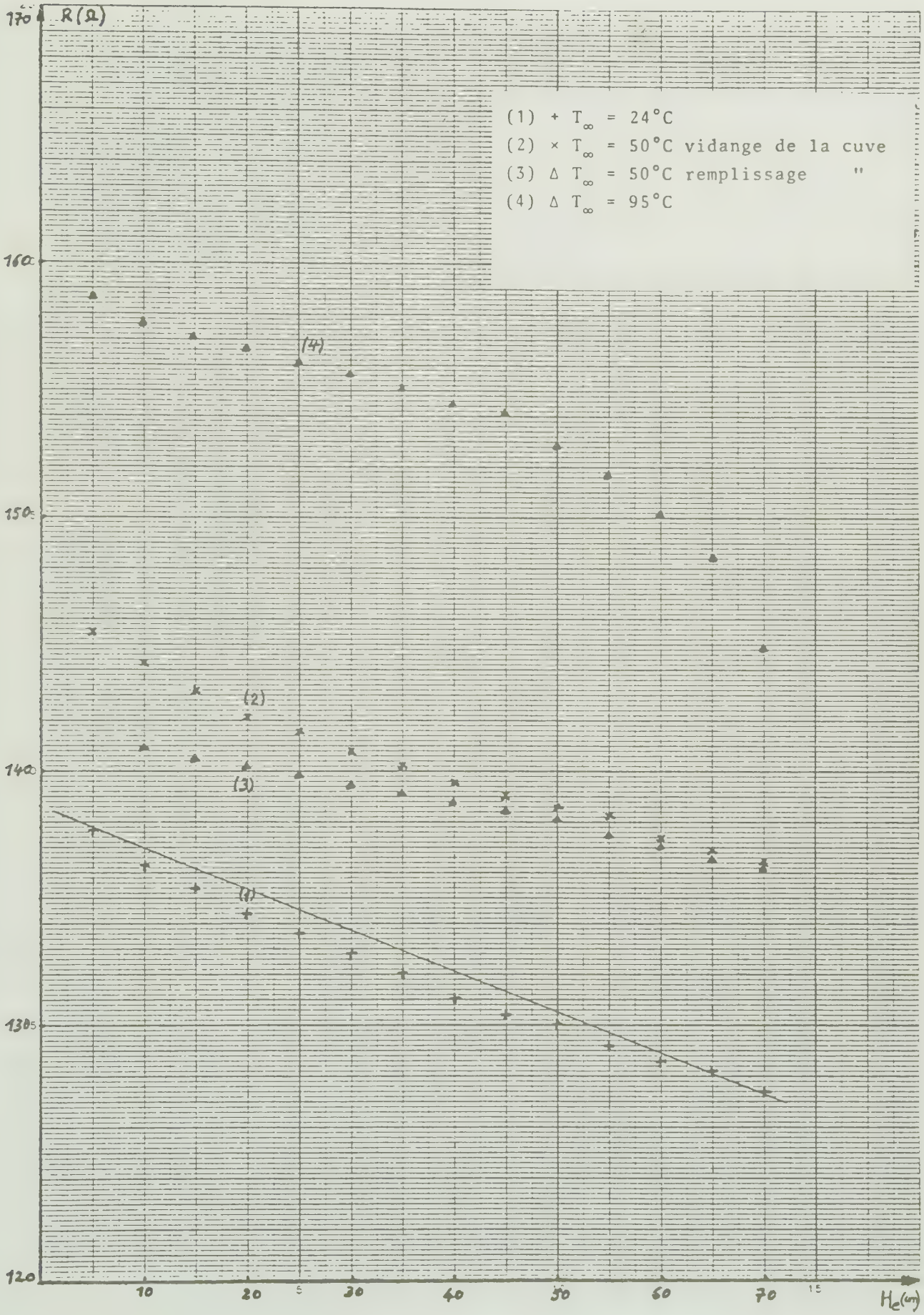


Fig. 4.12 - Caractéristique du capteur en l'absence de la vapeur.

- la comparaison des courbes (2) et (3) de la figure 4.12 montre que l'écart entre les caractéristiques de vidange et de remplissage aux faibles niveaux d'eau est assez important. Ceci est dû principalement au système de mesure qui en injectant de l'eau par le haut de la cuve, lors du remplissage, refroidi la partie émergée du capteur. Le phénomène d'inertie qui se manifeste lors de la vidange aggrave cet écart.

IV.2.3. Essais dans la cuve en présence de la vapeur.

Les résultats des essais en présence de l'eau et de la vapeur sous pression sont données aux figures 4.13 et 4.14. Les constatations faites au point précédent sur l'évolution de la caractéristique et l'inertie thermique restent valables.

La mesure de la résistance par la méthode de mesure série a conduit aux courbes de la figure 4.15. Notons que dans ce cas, les pentes des caractéristiques sont beaucoup plus grandes que celles de la figure 4.12 et que l'écart avec la courbe théorique (A) (chapitre III, § III.3. courbe (A) fig. 3.3) croît avec le niveau. Ce phénomène s'explique par l'augmentation de la conductivité de l'eau avec la température (T_∞ = 112°C). Comme le capteur est non protégé, un courant de fuite plus important qu'à basse température, vient se superposer au courant réel. Il est d'autant plus important que le niveau est grand. En conséquence les valeurs de la résistance déduites par la loi d'Ohm sont plus faibles. D'où les caractéristiques de la figure 4.15.

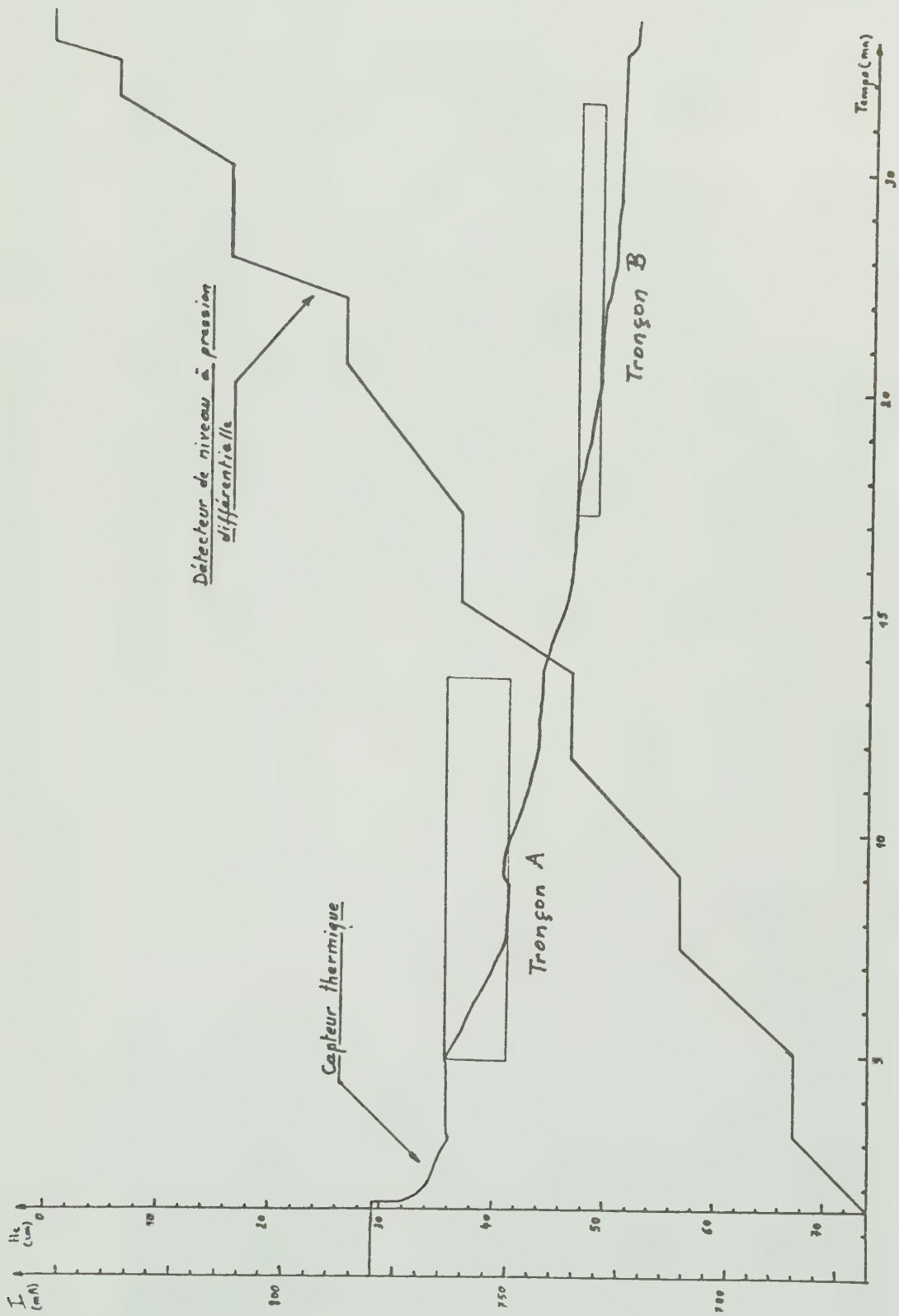


Fig. 4.13 - Vidange . T_∞ = 104°C ; p = 1,1 bars ; R_∞(mesurée) = 135 Ω

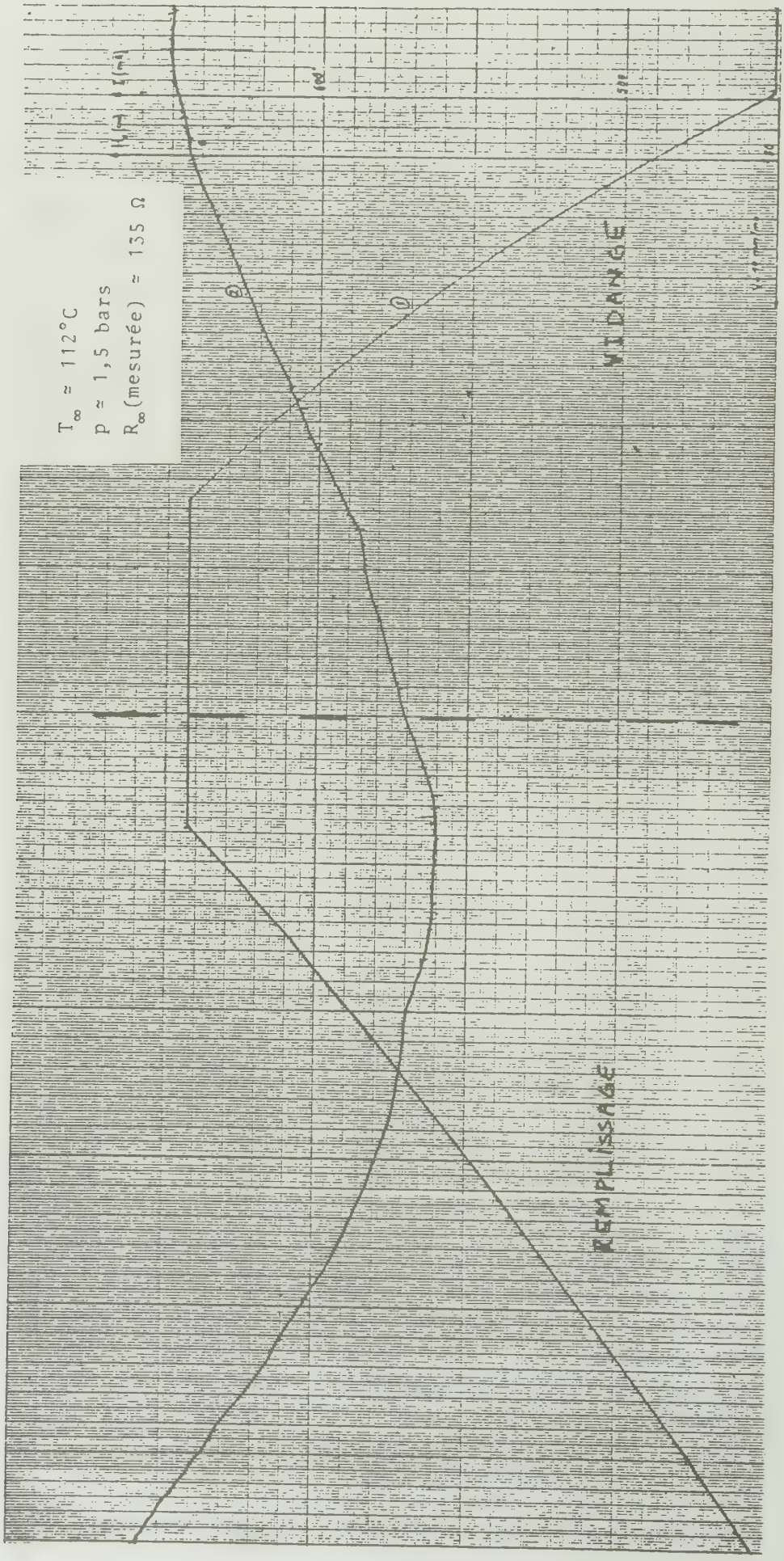


Fig. 4.14 - Indications de niveau (1) Δp ; (2) capteur thermique.

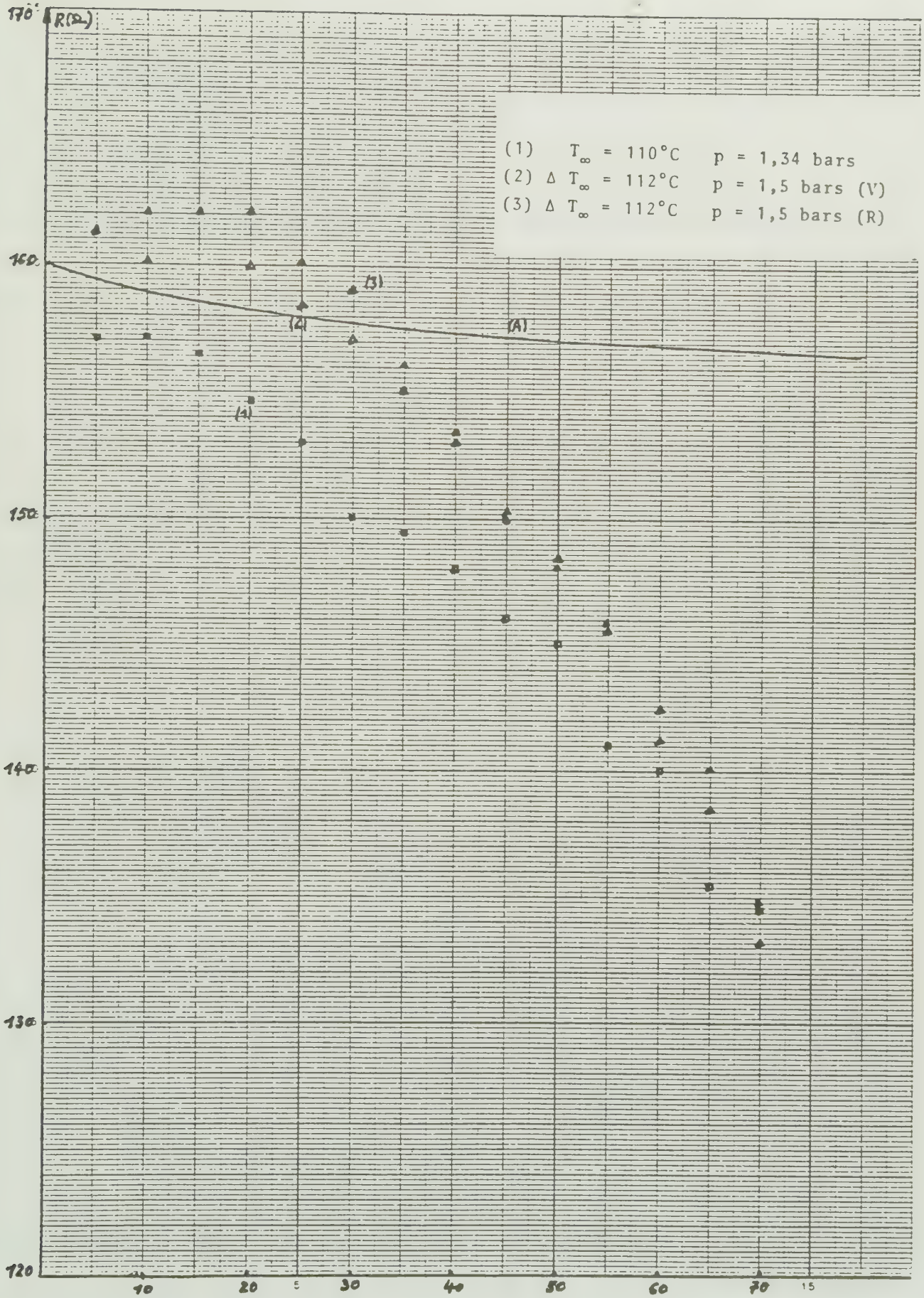


Fig. 4.15 - Caractéristique du capteur en présence de la vapeur.

Conclusion.

Il ressort de l'ensemble de ces essais, menés dans les conditions exposées au cours de ce chapitre, que le capteur thermique à résistance présente une caractéristique qui décroît avec l'accroissement du niveau. Le principe de mesure de niveau par le capteur autochauffant s'avère viable et peut être utilisé pour capter les informations sur le niveau.

La présence des courants de fuite, l'inertie thermique et la fluctuation de la tension de l'alimentation non stabilisée, rendent difficile l'accès aux performances de ce capteur. En effet, à faible température et en présence de l'air, l'allure de la caractéristique est conforme à la théorie. Elle présente une faible non linéarité différentielle (Fig. 4.12). Seulement l'accroissement de la température qui aggrave les courants de fuite, conduit à la détérioration de la caractéristique comme on peut le voir à la figure 4.12 (courbe (4)). L'influence des courants de fuite est plus prononcée sur les résultats obtenus au cours des essais sous pression en présence de l'eau et de la vapeur. La caractéristique probable dans ce cas se situe au voisinage de la courbe théorique (A) (Fig. 4.15).

Une amélioration de cette expérience, éliminant les phénomènes parasites cités plus haut ainsi que la variation de la puissance d'échauffement seraient riches en information.

Chapitre V

ESTIMATION DU TEMPS DE REPONSE PAR LA METHODE D'IDENTIFICATION.

Une meilleure identification nécessite normalement des classes de signaux d'entrée et de sortie enregistrés sur un support magnétique. Comme le redémarrage de l'expérience est pratiquement exclu pour des raisons techniques, nous utiliserons pour l'identification des courbes enregistrées qu'on numérisera pour le traitement sur le mini-ordinateur HP45B par une table de numérisation.

Le système d'expérimentation décrit au chapitre IV ne permet pas une analyse indicielle ou impulsionnelle de la réponse du capteur thermique : la variation du niveau est lente et donne lieu à des courbes en rampe. Les signaux d'excitation sont donc des rampes délivrées par le capteur de niveau à pression différentielle ; les courbes de réponse du capteur sont considérées comme des réponses à ces excitations.

La non linéarité des réponses du capteur thermique et la classe réduite des signaux d'excitation (rampes limitées) ne permettent pas d'étendre l'identification à l'entité du capteur. Pour se ramener au domaine linéaire, nous appliquerons la méthode d'identification à des petits tronçons des courbes de réponse, le capteur étant excité par des rampes limitées de faibles amplitudes.

Nous nous sommes limités à deux tronçons par courbe, choisis de façon à ce qu'ils se prêtent au traitement et aussi espacés que le permettent les courbes de réponse.

Nous déduirons par ce moyen les ordres de grandeurs des constantes de temps à des températures de fonctionnement différentes.

V.1. IDENTIFICATION PAR LA METHODE DU MODELE.

A partir des courbes expérimentales en rampes relevées : réponse du capteur thermique à une variation de niveau en rampe indiquée par le capteur de niveau à pression différentielle supposé pris comme capteur de référence, on cherche à établir les fonctions de transfert du capteur en des tronçons différents d'une même courbe.

Pour cela on suppose que :

- le capteur de référence répond instantanément,
- que la fonction de transfert du capteur étudié est de la forme :

$$R(p) = \sum_i \frac{G_i}{p + a_i} \qquad (5.1)$$

L'identification par la méthode du modèle consiste à trouver les valeurs optimales des paramètres du modèle mathématique G_i et a_i tel que le modèle, soumis à la même entrée que l'objet délivre un signal de sortie proche de celui du capteur thermique (voir fig. 5.1).

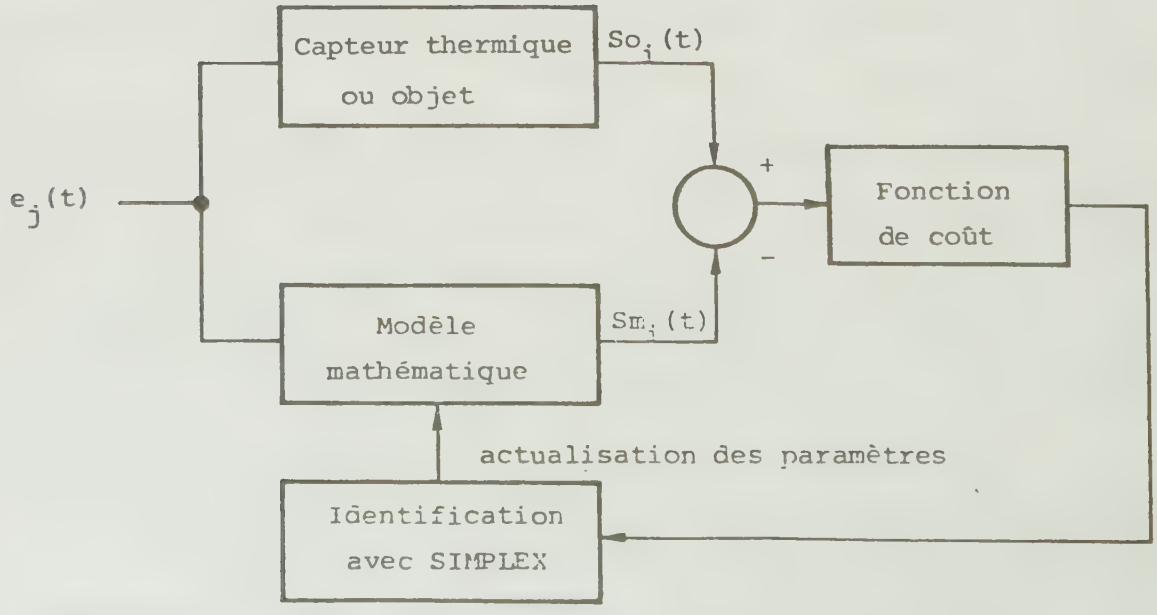


Fig. 5.1 - Schéma fonctionnel de l'identification.

Pour quantifier la ressemblance entre les sorties $So_j(t)$ de l'objet et $Sm_j(t)$ du modèle on utilise les critères qu'on désigne par "fonction coût". La fonction retenue dans ce cas est une fonction quadratique de la forme :

$$\text{Coût} = \sum_{k=o}^{T} [So_j(k) - Sm_j(k)]^2 \qquad (5.2)$$

$So_j(k)$: sortie mesurée du capteur étudié,

$Sm_j(k)$: sortie calculée en appliquant la fonction de transfert R(p) au signal d'entrée (ici, sortie en rampe du capteur de référence).

La fonction coût diminue lorsque le comportement du modèle se rapproche de celui de l'objet. La recherche du meilleur modèle est donc équivalente à la recherche du minimum de la fonction coût.

L'algorithme de minimisation choisi est une méthode du Simplex de Nelder et Mead [28] et qui est disponible à la bibliothèque informatique du laboratoire.

V.2. LA METHODE DU SIMPLEX.

La méthode du Simplex est une méthode de minimisation non linéaire. C'est une méthode séquentielle de recherche de minimum car elle ne nécessite l'évaluation de la fonction de coût à minimiser qu'en un certain nombre de points.

Soit n la dimension du vecteur $\underline{v}$ et J la fonction de coût dépendant de $\underline{v}$. La méthode du Simplex consiste à calculer la fonction $J(\underline{v})$ en n + 1 points de l'espace des inconnues $\underline{v}$: on appelle Simplex la figure obtenue par l'ensemble de ces n + 1 points qui sont les sommets du Simplex.

Le but de la méthode est de trouver un algorithme qui remplace un des n + 1 sommets de telle sorte que le critère maximum obtenu sur les sommets du Simplex diminue. Trois types d'opération sont utilisés pour cette recherche : réflexion, contraction et expansion.

On utilise les notations suivantes :

1) $\underline{v}^h$ est le sommet qui donne la plus grande valeur à la fonction de coût :

$$J(\underline{v}^h) = \max_i J(\underline{v}^i) \quad i = 1, 2, \ldots, n + 1$$

2) $\underline{v}^s$ est le sommet qui donne la seconde valeur au critère :

$$J(\underline{v}^s) = \max_{i \neq h} J(\underline{v}^i) \quad \begin{matrix} i = 1, 2, \ldots, n + 1 \\ i \neq h \end{matrix}$$

3) $\underline{v}^l$ est le sommet qui donne la plus petite valeur au critère :

$$J(\underline{v}^l) = \min_i J(\underline{v}^i) \quad i = 1, 2, \ldots, n + 1$$

4) $\underline{v}^o$ est le barycentre des $\underline{v}^i$ sans $\underline{v}^h$ soit :

$$\underline{v}^o = \frac{1}{n} \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq h}}^{n+1} \underline{v}^i$$

Avec ces notations, on définit les opérations de base :

a) la réflexion consiste à remplacer $\underline{v}^h$ par $\underline{v}^r$ avec :

$$\underline{v}^r = (1 + \alpha)\, \underline{v}^o - \alpha \underline{v}^h \qquad \alpha > o$$

b) dans l'expansion, on déplace $\underline{v}^r$ dans la direction où l'on attend une diminution du critère :

$$\underline{v}^e = \gamma\, \underline{v}^r + (1 - \gamma)\, \underline{v}^o \qquad \gamma > 1$$

c) la contraction réduit la taille du Simplex en remplaçant $\underline{v}^h$ par $\underline{v}^c = \beta\, \underline{v}^h + (1 - \beta)\, \underline{v}^o \qquad o < \beta < 1.$

Dans le cas d'un Simplex à trois sommets, on obtient la figure 5.2 où les trois opérations sont représentées.

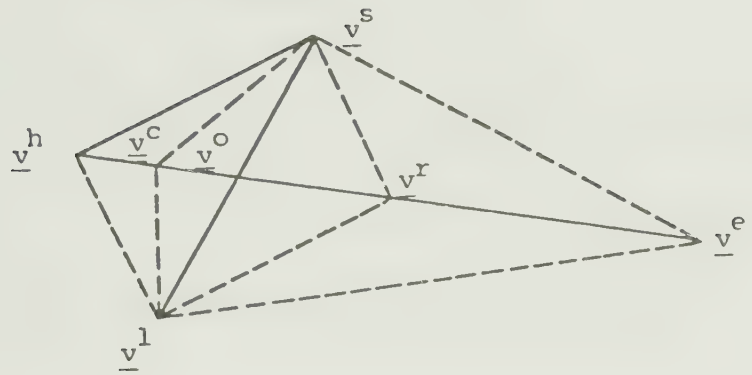


Figure 5.2

Nelder et Mead ont trouvé que les valeurs utiles des coefficients sont les suivantes :

$$\alpha = 1 \quad ; \quad \gamma = 2 \quad ; \quad \beta = 0,5.$$

On ne peut pas dire que ce sont des valeurs optimales mais dans la plupart des cas elles donnent les meilleurs résultats.

Pour obtenir un Simplex initial qui explore largement l'espace des inconnues, on peut procéder ainsi :

soit $\underline{v}^1 = (v1\ v2\ \ldots\ vn)^T$ un sommet du Simplex initial ; on utilise les deux quantités scalaires :

$$pn = \frac{\sqrt{n+1} + n-1}{n\sqrt{2}} \cdot S \qquad \text{(S est le facteur d'échelle)}$$

$$qn = \frac{\sqrt{n+1} - 1}{n\sqrt{2}} \cdot S$$

pour obtenir le Simplex suivant :

$$\underline{v}^1 = (v1 \quad v2 \ \ldots\ vn)^T$$

$$\underline{v}^2 = (pn+v1 \ ; \ gn+v2 \ ; \ \ldots\ qn+vn)^T$$

$$\underline{v}^3 = (qn+v1 \ ; \ pn+v2 \ ; \ \ldots\ qn+vn)^T$$

$$v^{n+1} = (qn+v1 \ ; \ qn+v2 \ ; \ \ldots\ pn+vn)^T$$

La procédure de Nelder et Mead se développe ainsi :

1) on détermine les sommets $\underline{v}^h$, $\underline{v}^s$, $\underline{v}^l$ et $\underline{v}^o$ du Simplex initial et on effectue le test de convergence,

2) la réflexion est essayée et on calcule $J(\underline{v}^r)$,

3) si $J(\underline{v}^s) \geqslant J(\underline{v}^r) \geqslant J(\underline{v}^l)$ alors $\underline{v}^h$ est remplacé par $\underline{v}^r$ et on repart en 1,

4) si $J(\underline{v}^r) < J(\underline{v}^l)$, on étend le nouveau Simplex dans la direction $\underline{v}^r - \underline{v}^o$. L'expansion est réussie si $J(\underline{v}^e) < J(\underline{v}^r)$ et dans ce cas $\underline{v}^h$ est remplacé par $\underline{v}^e$. Au cas où l'expansion n'a pas réussi $\underline{v}^h$ est remplacé par $\underline{v}^r$ et dans les deux cas on repart en 1,

5) si la réflexion en 2 donne $\underline{v}^r$ tel que :

$J(\underline{v}^h) > J(\underline{v}^r) > J(\underline{v}^s)$, on remplace $\underline{v}^h$ par $\underline{v}^r$ et on opère une contraction. La contraction est aussi utilisée si $J(\underline{v}^r) \geqslant J(\underline{v}^h)$,

6) si $J(\underline{v}^h) > J(\underline{v}^c)$ alors $\underline{v}^c$ remplace $\underline{v}^h$ et on recommence en 1.

Si $J(\underline{v}^h) \leqslant J(\underline{v}^c)$ on réduit le Simplex autour du point $\underline{v}^l$ de la façon suivante :

$$\underline{v}^i = \frac{1}{2}(\underline{v}^i + \underline{v}^l) \qquad i = 1, 2, \ldots, (n+1)$$

et on recommence en 1.

On juge que le minimum est atteint si l'écart type de la fonction aux n+1 sommets du Simplex prend une valeur inférieure à une tolérance fixée auparavant :

$$\sqrt{\sum_{i=1}^{n+1} \frac{1}{n} [J(\underline{v}^i) - J(\underline{v}^o)]^2} < EPS$$

$EPS = 10^{-6}$ par exemple.

Le programme s'arrête dès que cette relation est vérifiée. La figure 5.3 présente l'organigramme de la méthode.

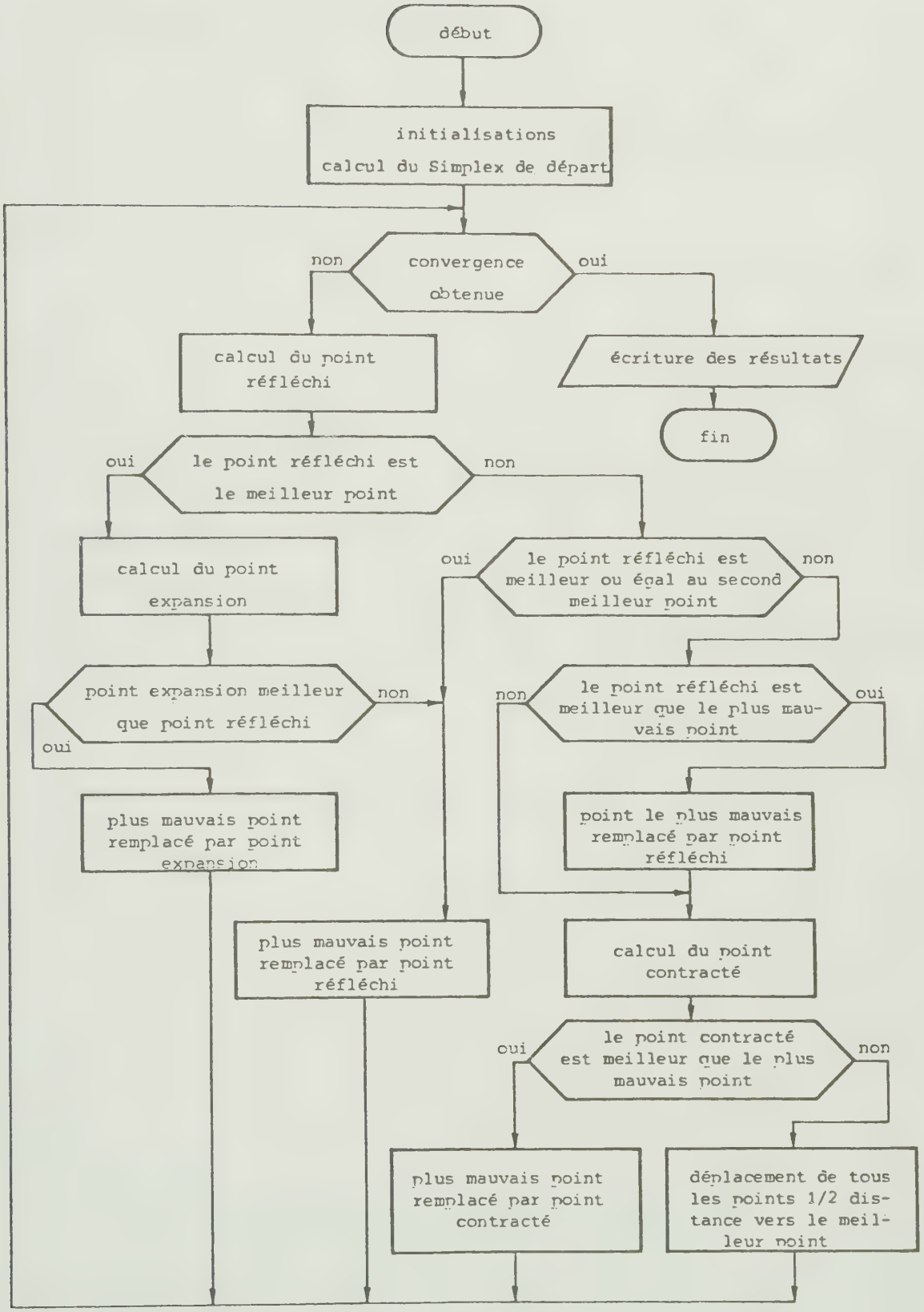

début
initialisations
calcul du Simplex de départ
convergence obtenue
non
oui
écriture des résultats
fin
calcul du point réfléchi
le point réfléchi est le meilleur point
oui
non
calcul du point expansion
le point réfléchi est meilleur ou égal au second meilleur point
oui
non
point expansion meilleur que point réfléchi
non
oui
le point réfléchi est meilleur que le plus mauvais point
non
oui
plus mauvais point remplacé par point expansion
point le plus mauvais remplacé par point réfléchi
plus mauvais point remplacé par point réfléchi
calcul du point contracté
le point contracté est meilleur que le plus mauvais point
oui
non
plus mauvais point remplacé par point contracté
déplacement de tous les points 1/2 distance vers le meilleur point

Figure 5.3

La méthode du Simplex ne demande pas de calculs compliqués : elle n'utilise pas de dérivées qui peuvent présenter des difficultés de calcul ; la fonction coût doit être donc continue. C'est une méthode à convergence lente : le temps de calcul est fortement majoré par celui de la fonction coût. Notons aussi qu'il est possible que cette méthode ne converge pas lorsqu'on est en présence d'un minimum relatif.

V.3. FONCTION COUT.

V.3.1. Sortie de l'objet.

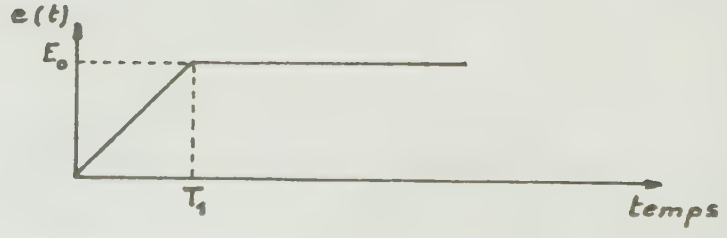
Le tronçon de la courbe de réponse du capteur thermique (So(t)) qui correspond à une excitation en rampe limitée (e(t)) a été numérisé à l'aide de la table de numérisation et stocké sur un support magnétique. Les phénomènes thermiques étant lents, le temps de réponse minimum estimé (chapitre III, § III.4.) est de 26 s, l'application du théorème de Shannon conduit à utiliser un pas d'échantillonnage < 13 s. Une valeur de 3 s a été choisie.

V.3.2. Sortie du modèle.

La fonction de transfert du modèle est de la forme :

$$R(p) = \sum_i \frac{G_i}{p + a_i} \qquad (5.3)$$

l'entrée est une rampe limitée :



qui a comme fonction de transfert :

$$E(p) = \frac{|E_o|}{T_1} \quad \frac{1 - e^{-pT_1}}{p^2} \qquad (5.4)$$

On en déduit la fonction de transfert de la sortie du modèle :

$$Sm(p) = E(p).R(p) = \sum_i \frac{|E_o|.G_i}{T_i} \frac{1 - e^{-pT_1}}{p^2(p + a_i)} \qquad (5.5)$$

la transformée inverse donne la sortie dans le domaine temporel :

$$t \leq T_1 \quad Sm_1(t) = \sum_i \frac{|E_o|.G_i}{T_1.a_i} \left[(e^{-a_i t} - 1)/a_i + t\right] \qquad (5/6)$$

$$t > T_1 \quad Sm_2(t) = \sum_i \frac{|E_o|.G_i}{T_1.a_i} \left[e^{-a_i t}(1 - e^{-a_i T_1})/a_i + T_1\right] \qquad (5.7)$$

L'identification et le calcul de la fonction coût se fait suivant l'organigramme de la figure 5.4.

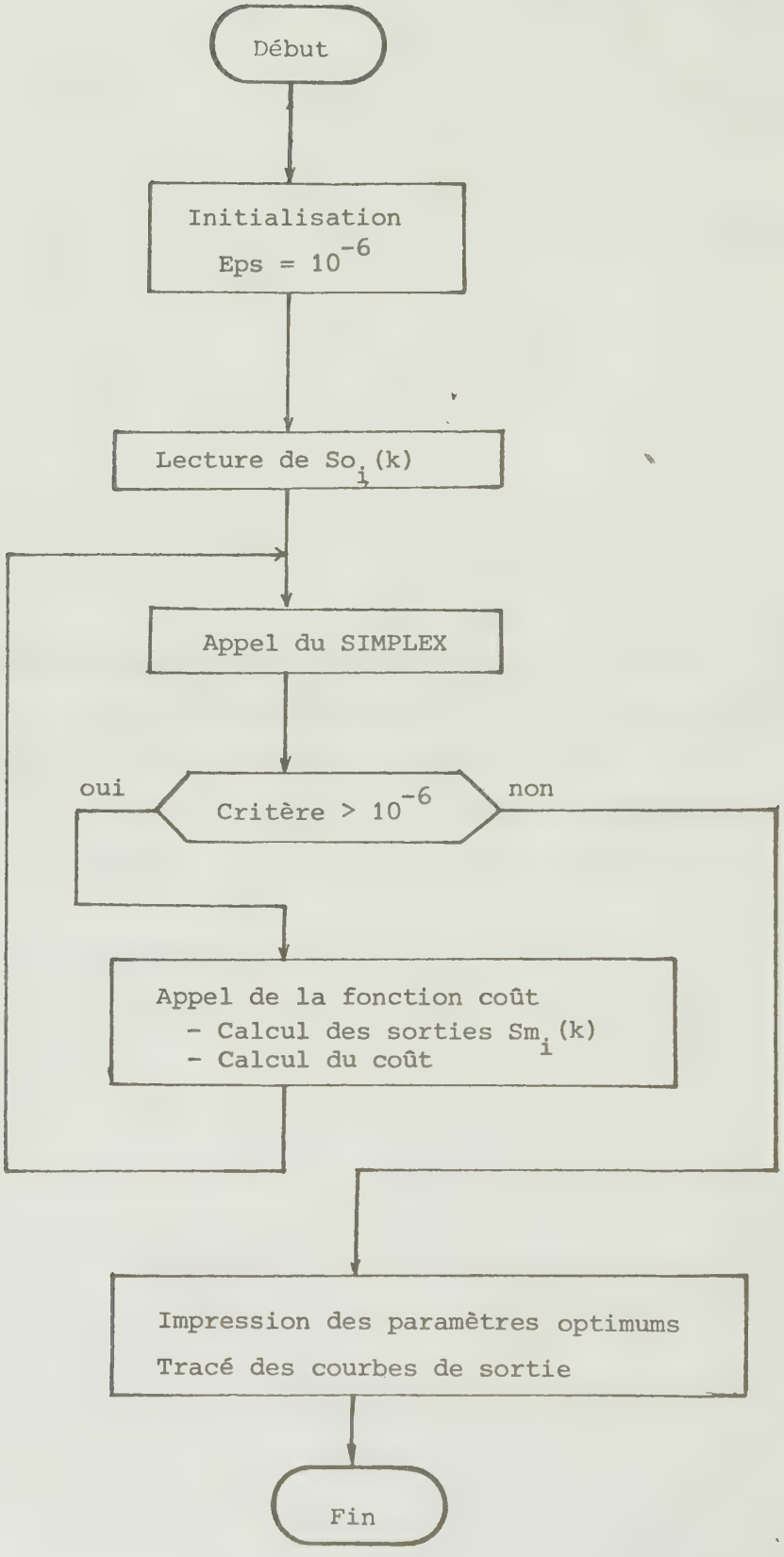


Figure 5.4 - Organigramme d'identification.

V.4. RESULTATS NUMERIQUES.

L'identification a été faite pour trois températures de fonctionnement :

$$T_\infty = T_{amb} = 50°C,\ 80°C \text{ et } 104°C.$$

1 - $T_{amb} = 50°C$

La courbe de remplissage correspondante, qui donne l'évolution en rampes de faibles amplitudes du niveau indiqué par le capteur de pression différentielle et le capteur thermique, est représentée à la figure 5.5-a. Les figures 5.5-b et 5.5-c représentent respectivement l'identification du tronçon A de la figure 5.5-a et la réponse indicielle correspondante. Les figures 5.5-d et 5.5-e sont relatives au tronçon B.

2 - $T_{amb} = 80°C$

La figure 5.6-a correspond au remplissage de la cuve en présence de l'air, la figure 5.7-a à la vidange. Deux tronçons de chaque courbe ont été traités ici également.

3 - $T_{amb} = 104°C$

La figure 5.8-a indique la vidange de la cuve en présence de la vapeur ; le remplissage continu de toute la cuve est représenté à la figure 5.9-a.

Le choix des tronçons indiqués sur les courbes n'a été possible que pour des hauteurs d'eau > 20 cm : une faible hauteur d'eau entraîne une manifestation de l'inertie thermique à cause du faible pouvoir refroidisseur de l'air ou de la vapeur et donc des réponses inexploitables. C'est ce qui arrive au début du remplissage et à la fin de la vidange.

Le modèle du capteur a été limité au premier ordre. L'identification s'est arrêtée lorsque l'écart entre deux valeurs consécutives prises par la fonction coût devenait inférieur à la tolérance fixée à 10^{-6}.

Les résultats numériques sont regroupés au tableau 5.1.

Tableau 5.1 - Temps de réponse du capteur thermique.

T_∞ (°C)	REMPLISSAGE				VIDANGE			
	Tronçon	Gain	τ (s)	τ_m (s)	Tronçon	Gain	τ (s)	τ_m (s)
50 (Fig. 5.5)	A	0,8	2,2	2,7				
	B	0,9	2,3					
80 (Figs 5.6, 5.7)	A	3,8	0,63	1,4	A	2	5,6	7
	B	2	2,2		B	0,3	8,5	
104 (Fig. 5.8)					A	0,9	2,9	5
					B	0,2	7	

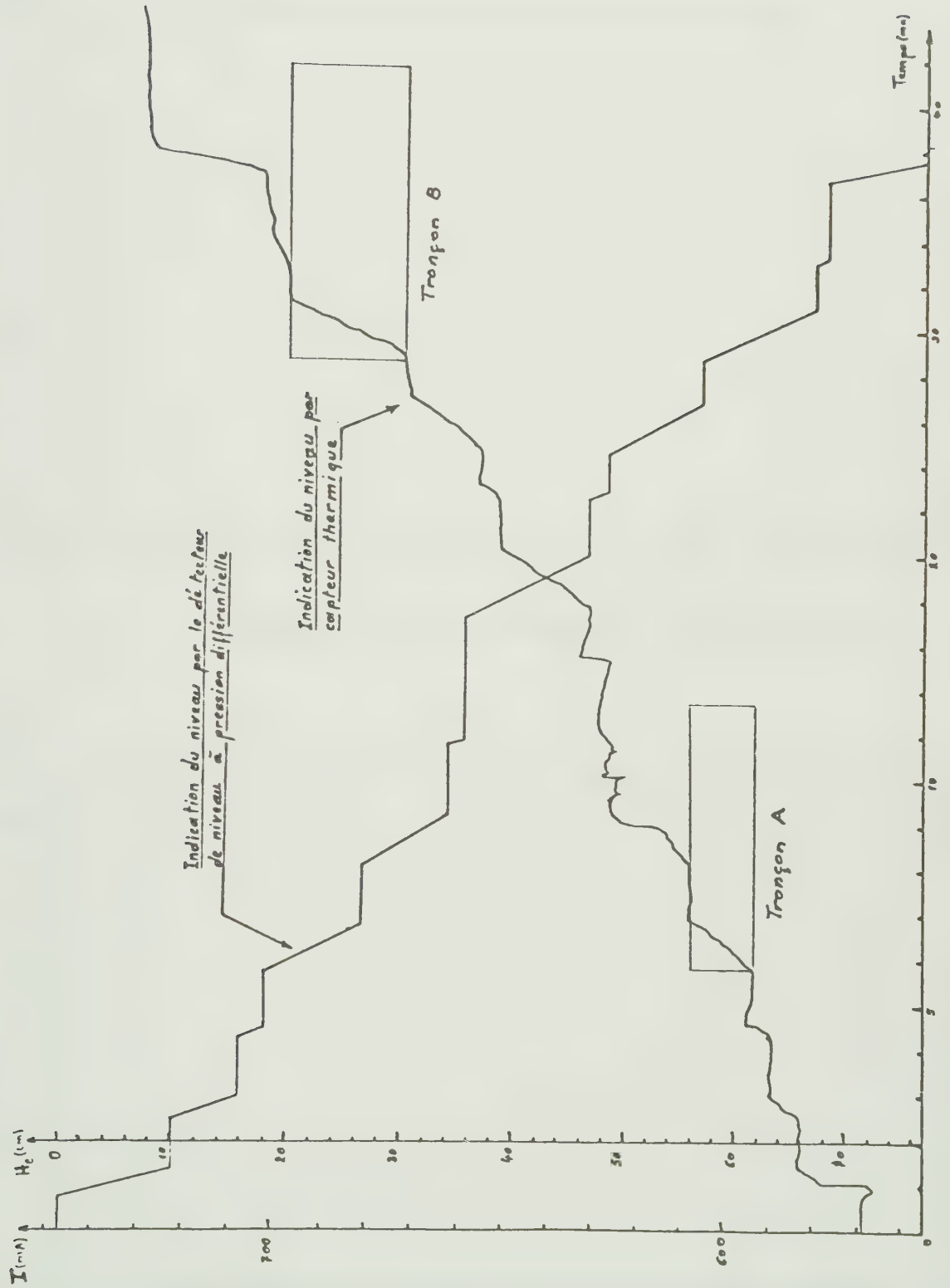


Fig. 5.5-a - Variation de niveau dans la cuve, T_{amb} = 50°C, remplissage.

Identification, T_{amb} = 50°C, Tronçon A.

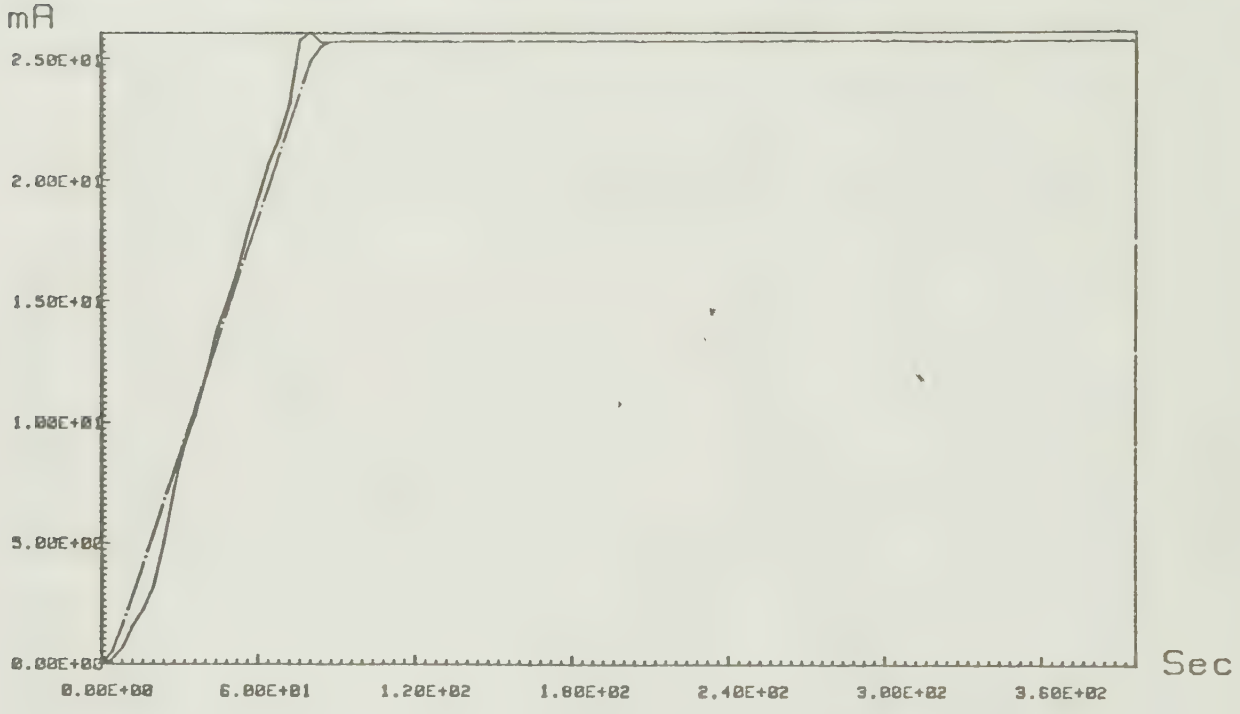


Fig. 5.5-b - Capteur de niveau à résistance.

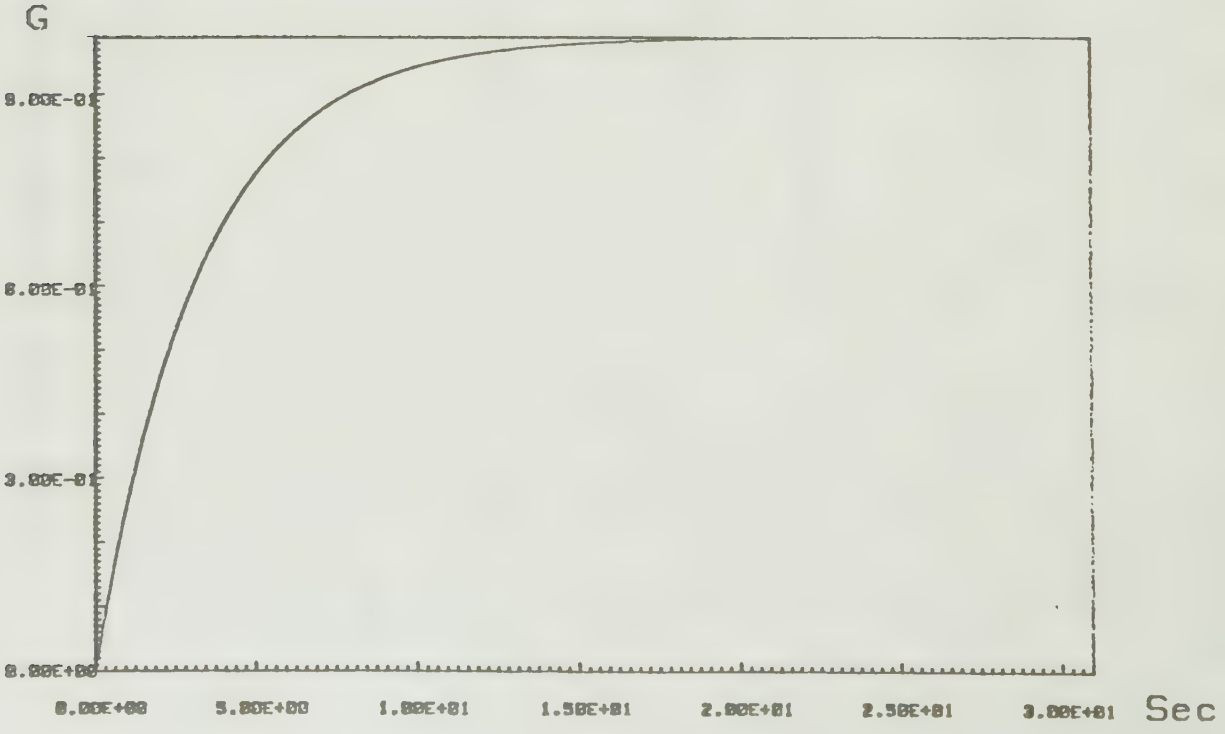


Fig. 5.5-c - Réponse indicielle, T_{amb} = 50°C.

Identification, T_{amb} = 50°C, Tronçon B.

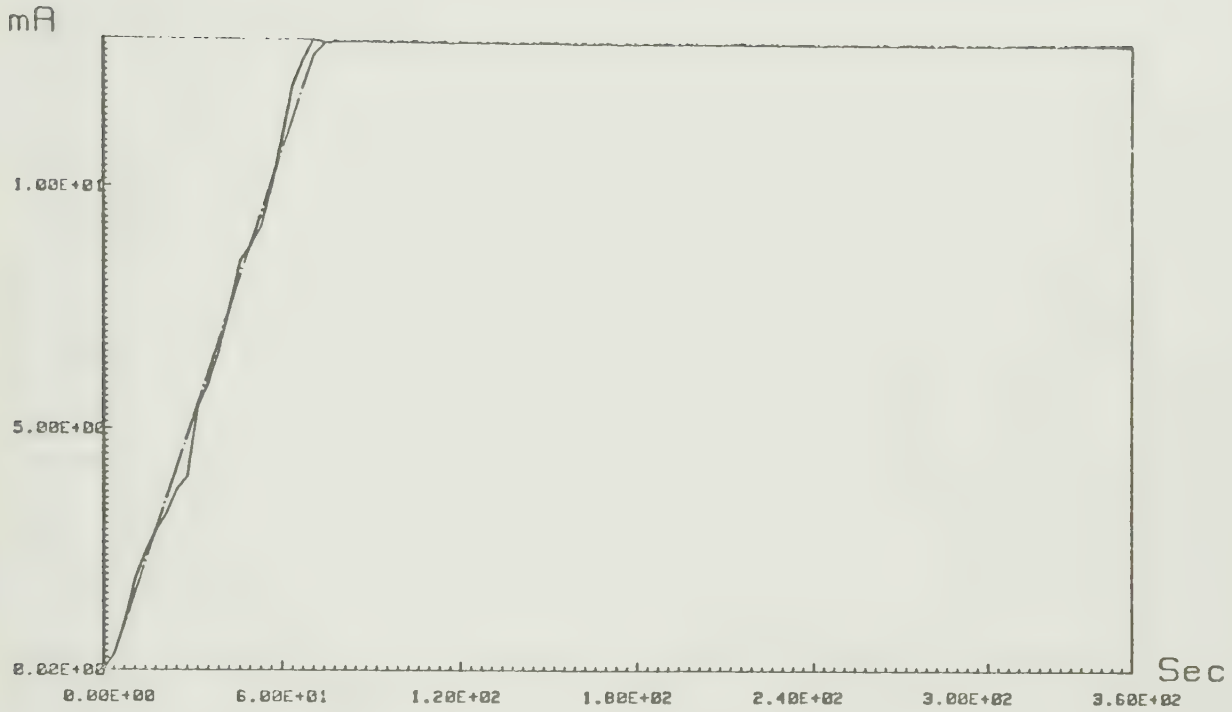


Fig. 5.5-d - Capteur de niveau à résistance.

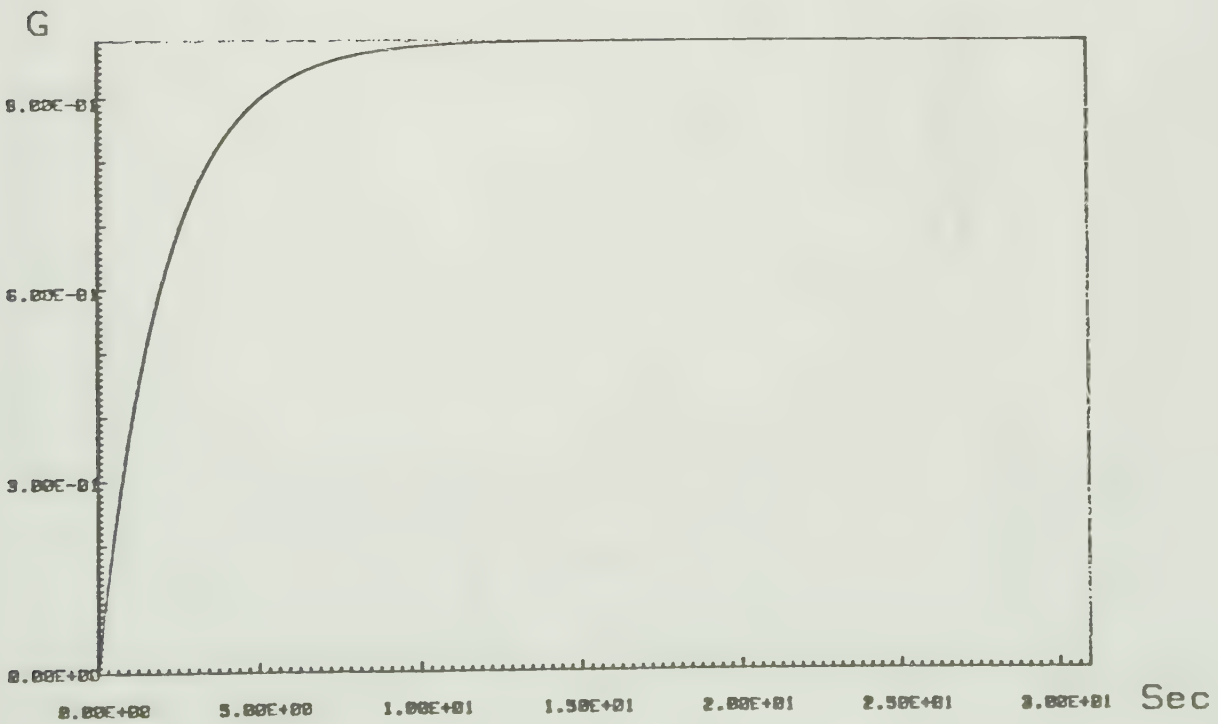


Fig. 5.5-e - Réponse indicielle, T_{amb} = 50°C.

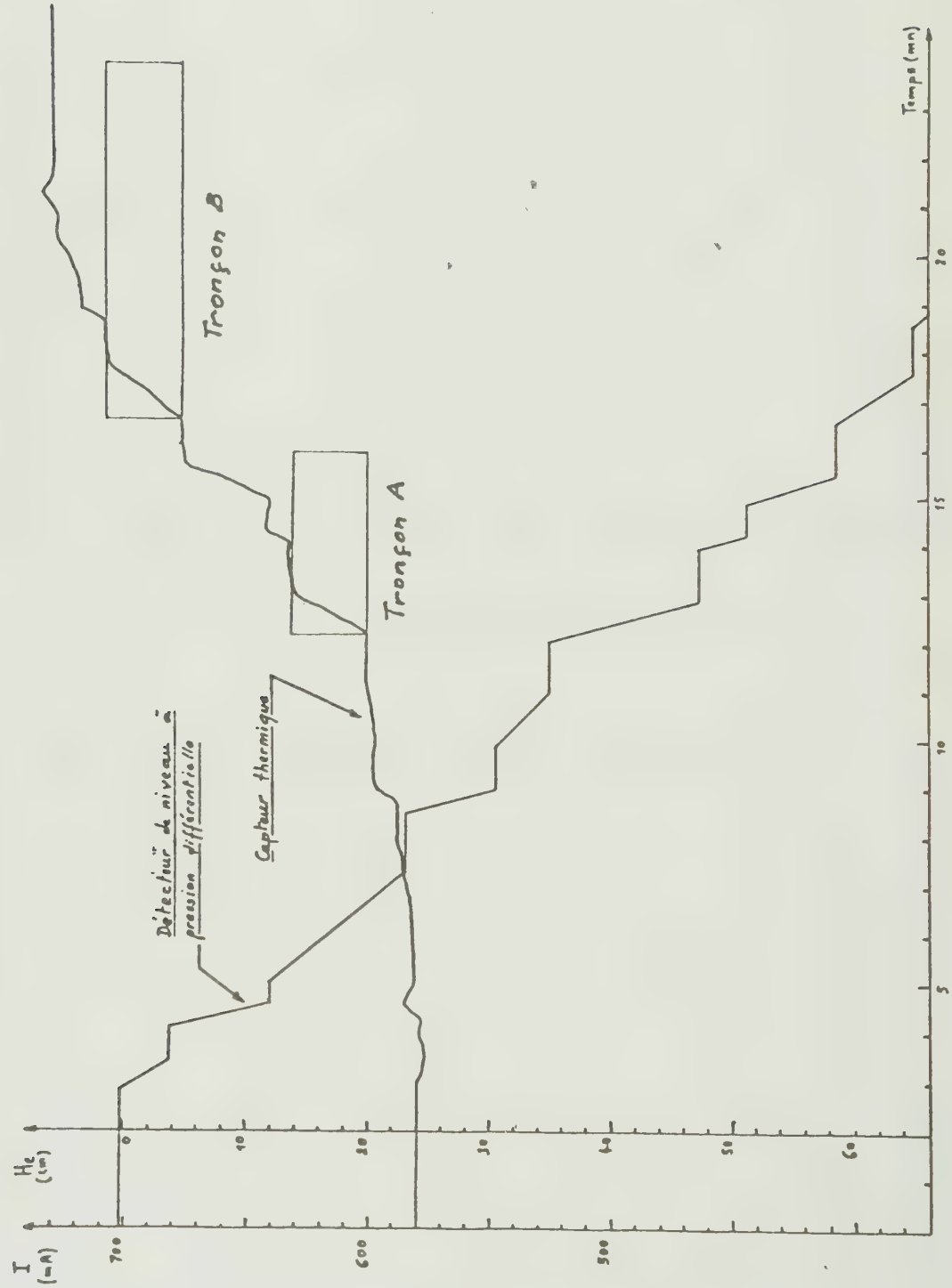


Fig. 5.6-a - Variation de niveau dans la cuve, T_{amb} = 80°C, remplissage.

Identification, T_{amb} = 80°C, Tronçon A.

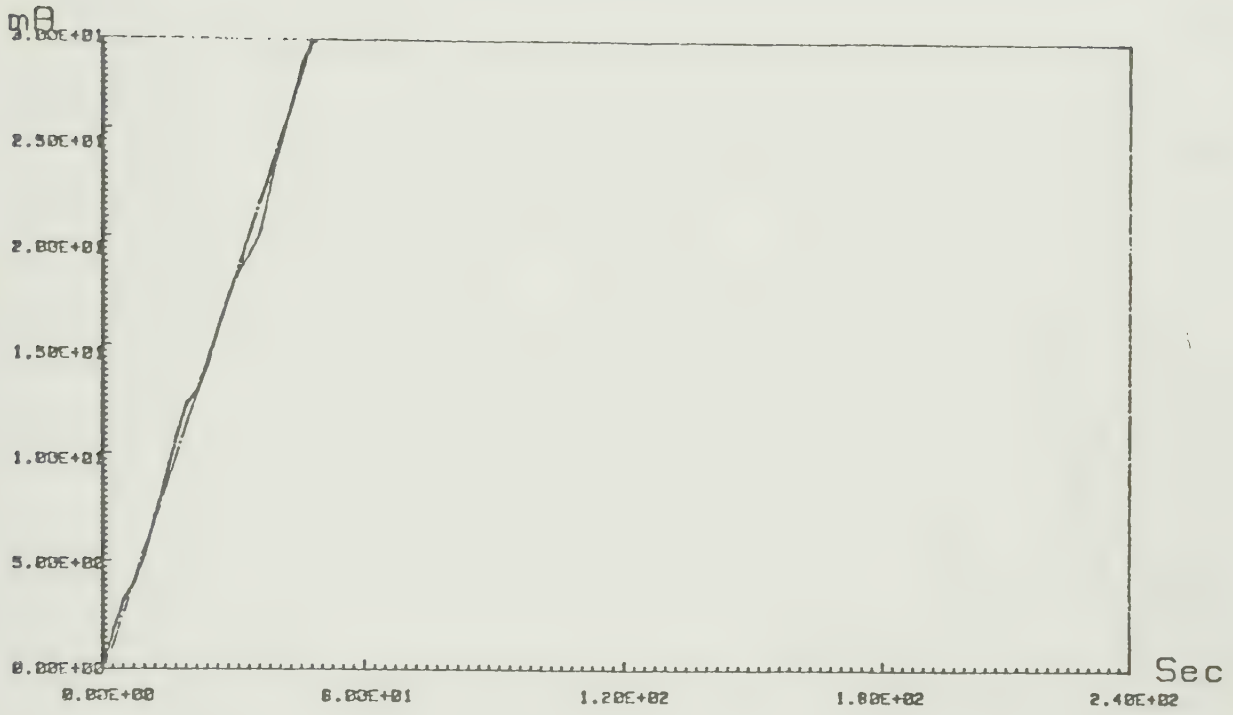


Fig. 5.6-b - Capteur de niveau à résistance.

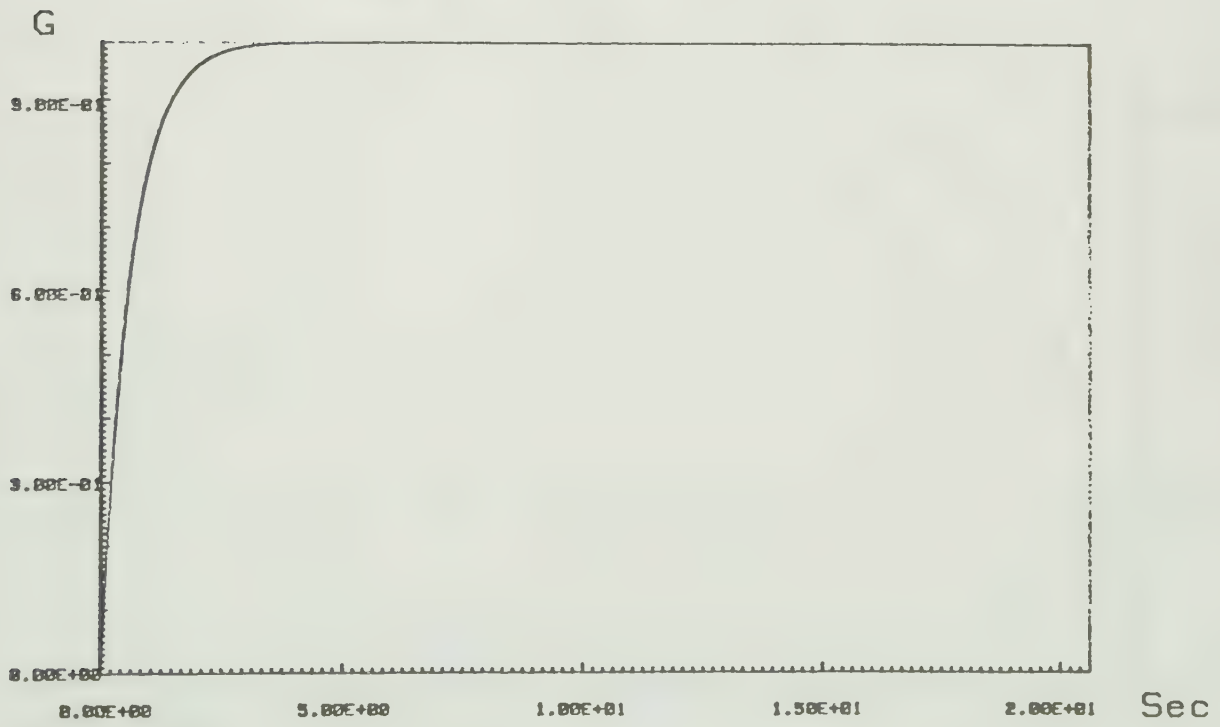


Fig. 5.6-c - Réponse indicielle, T_{amb} = 80°C.

Identification, T_{amb} = 80°C, Tronçon B.

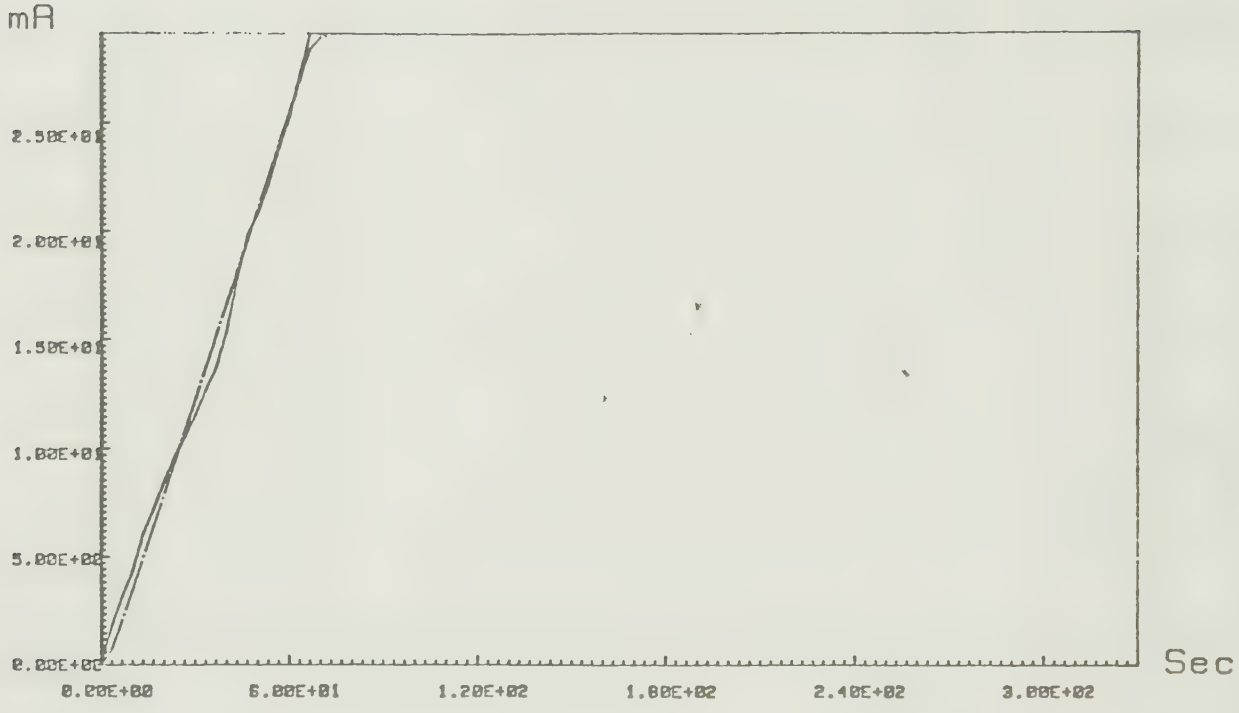


Fig. 5.6-d - Capteur de niveau à résistance.

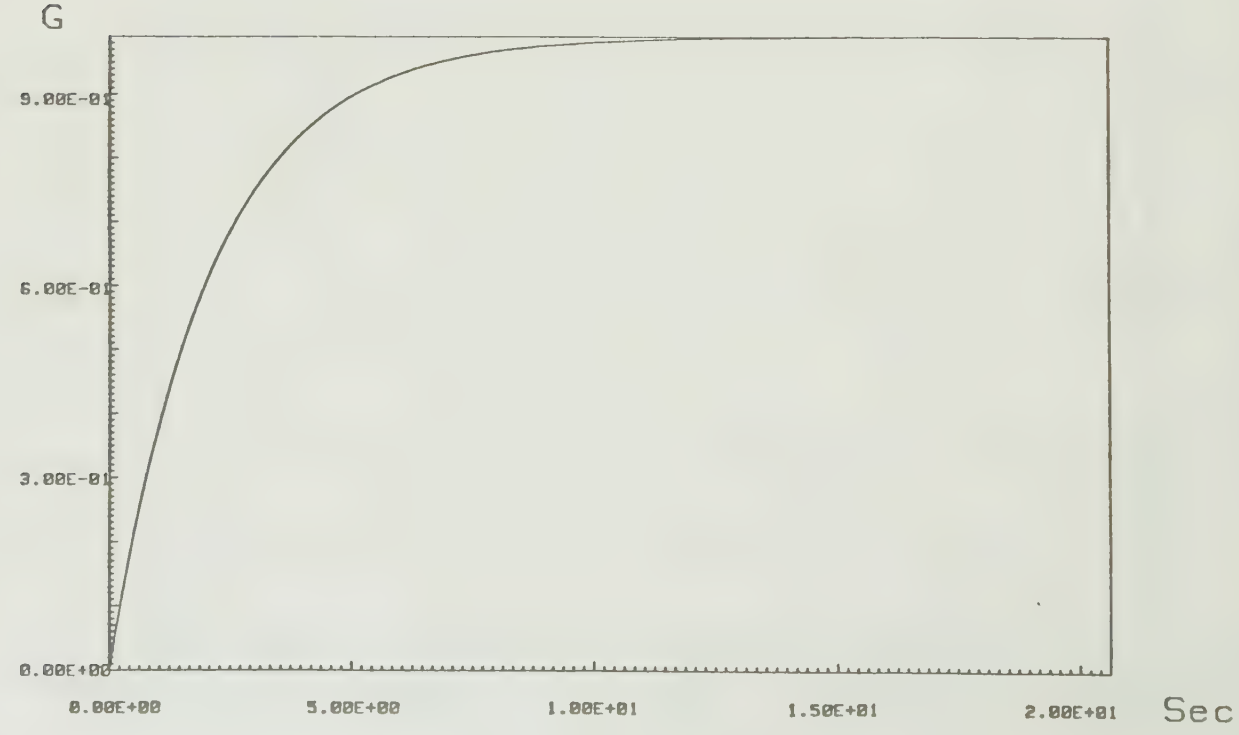


Fig. 5.6-e - Réponse indicielle, T_{amb} = 80°C.

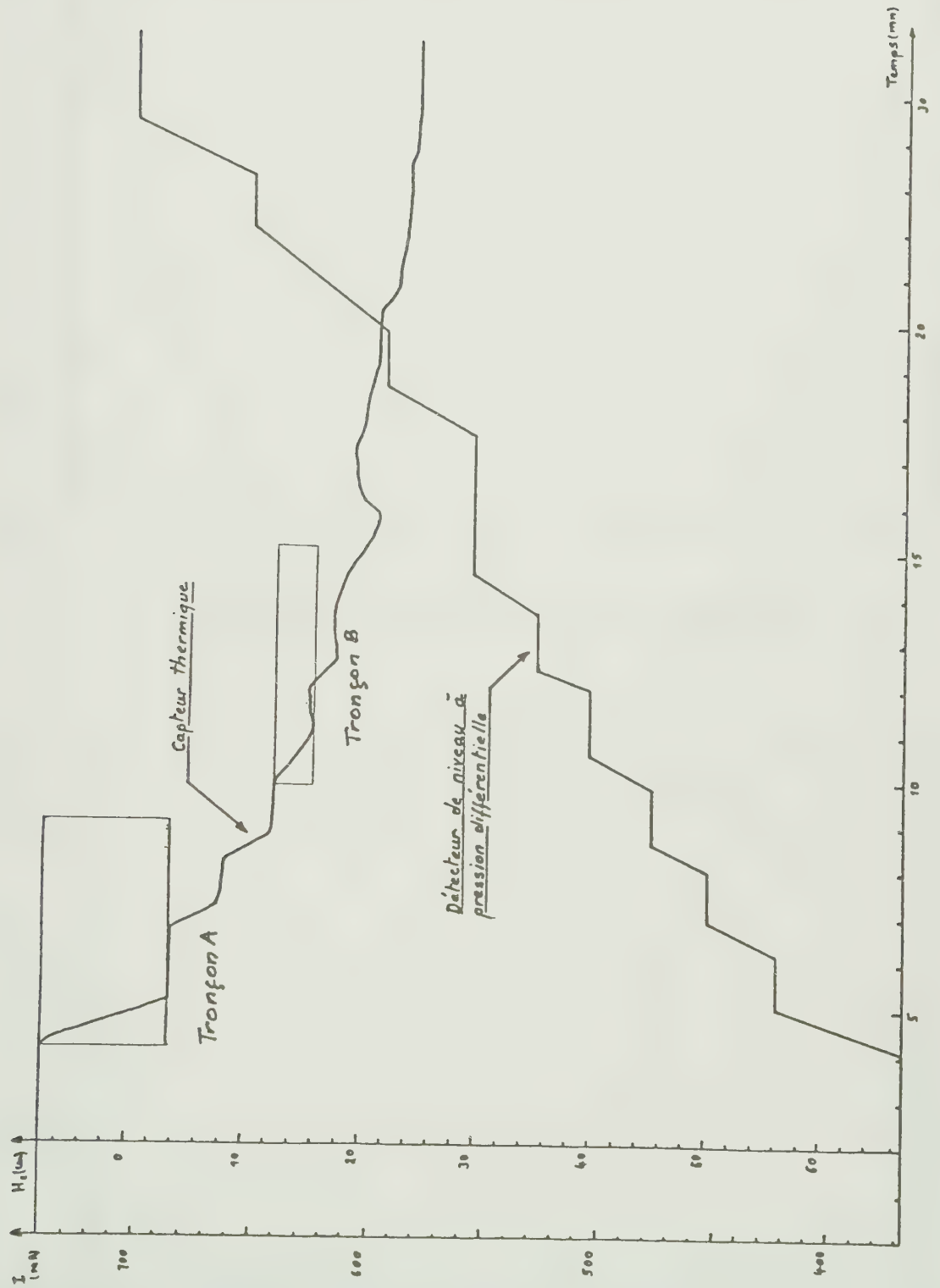


Fig. 5.7-a - Indication de niveau, T_{amb} = 80°C, vidange.

Identification, T_{amb} = 80°C, Tronçon A.

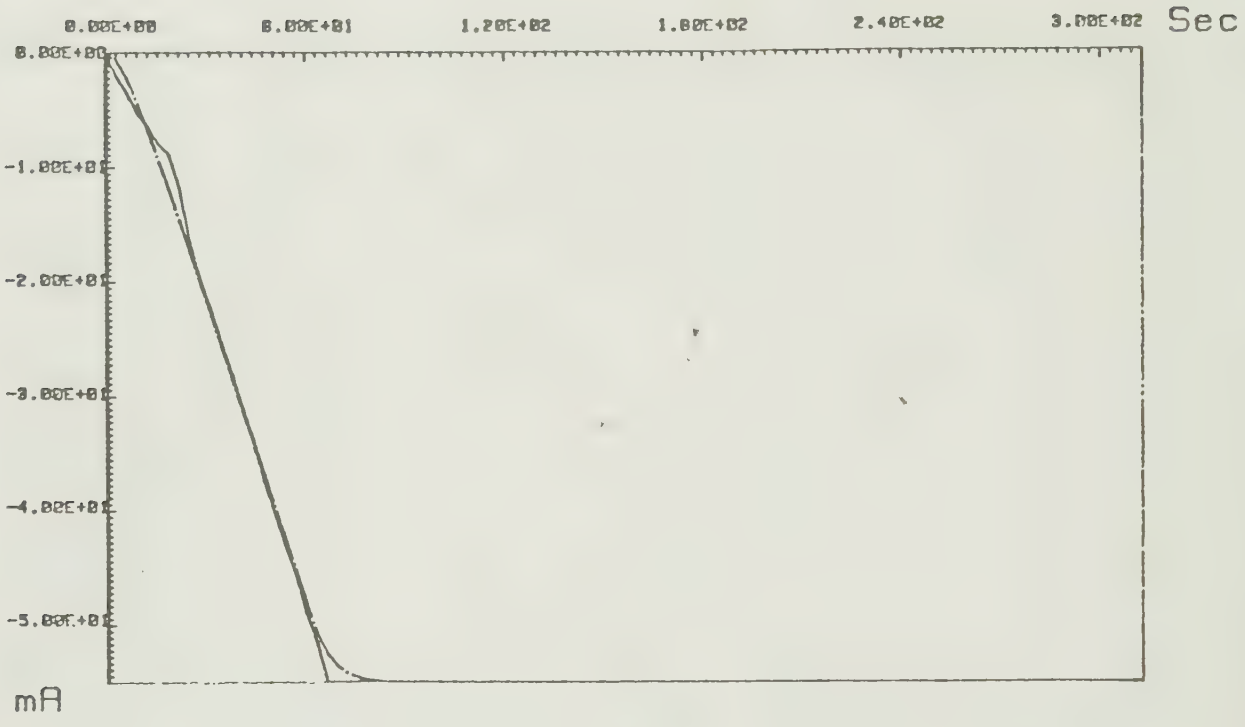


Fig. 5.7-b - Capteur de niveau à résistance.

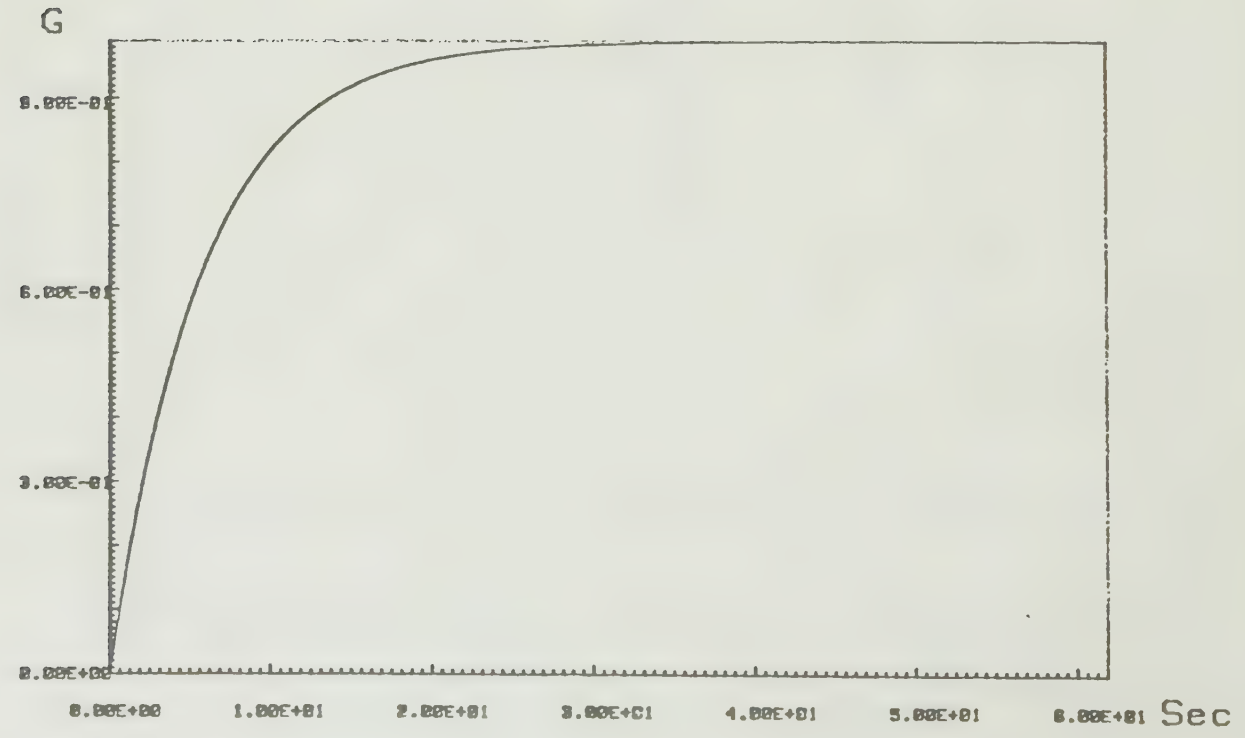


Fig. 5.7-c - Réponse indicielle, T_{amb} = 80°C.

Identification, T_{amb} = 80°C, Tronçon B.

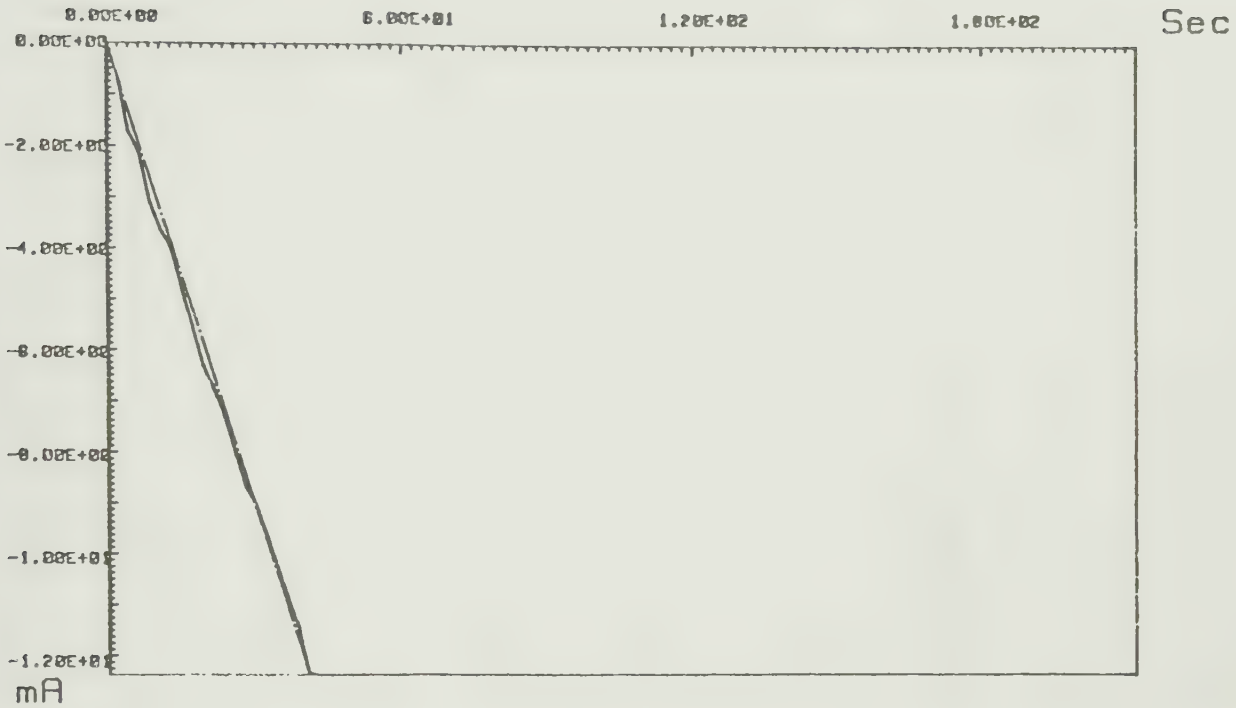


Fig. 5.7-d - Capteur de niveau à résistance.

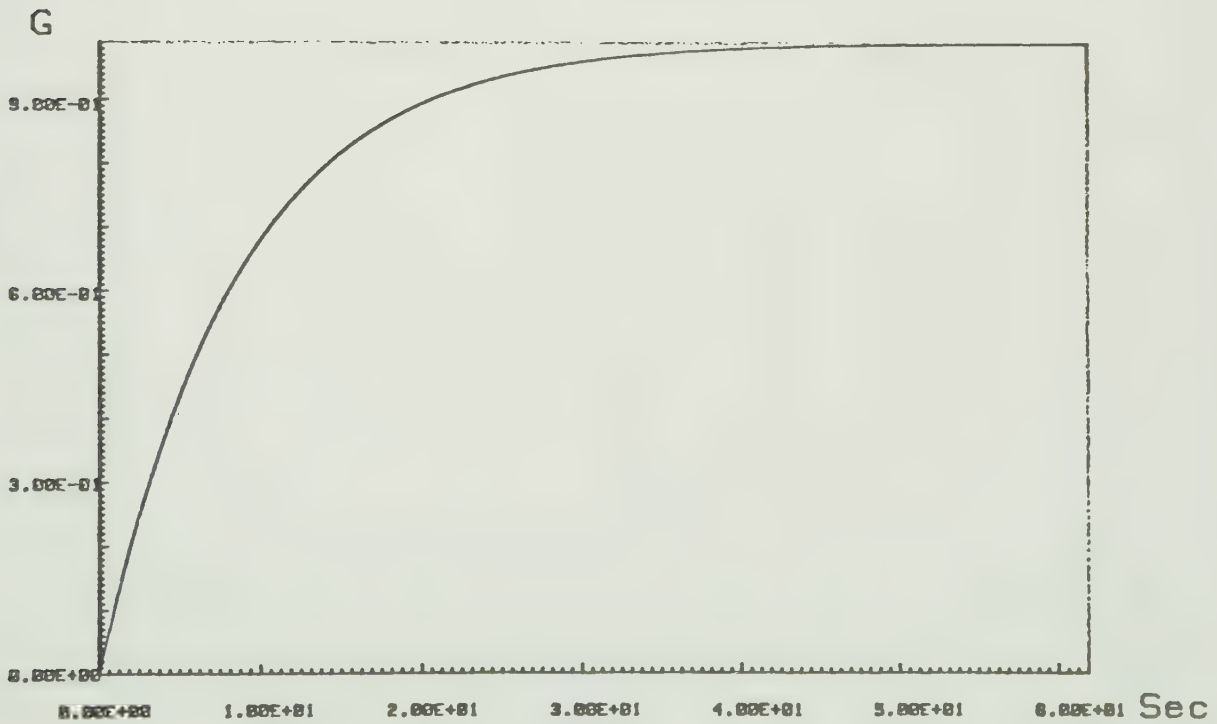


Fig. 5.7-e - Réponse indicielle, T_{amb} = 80°C.

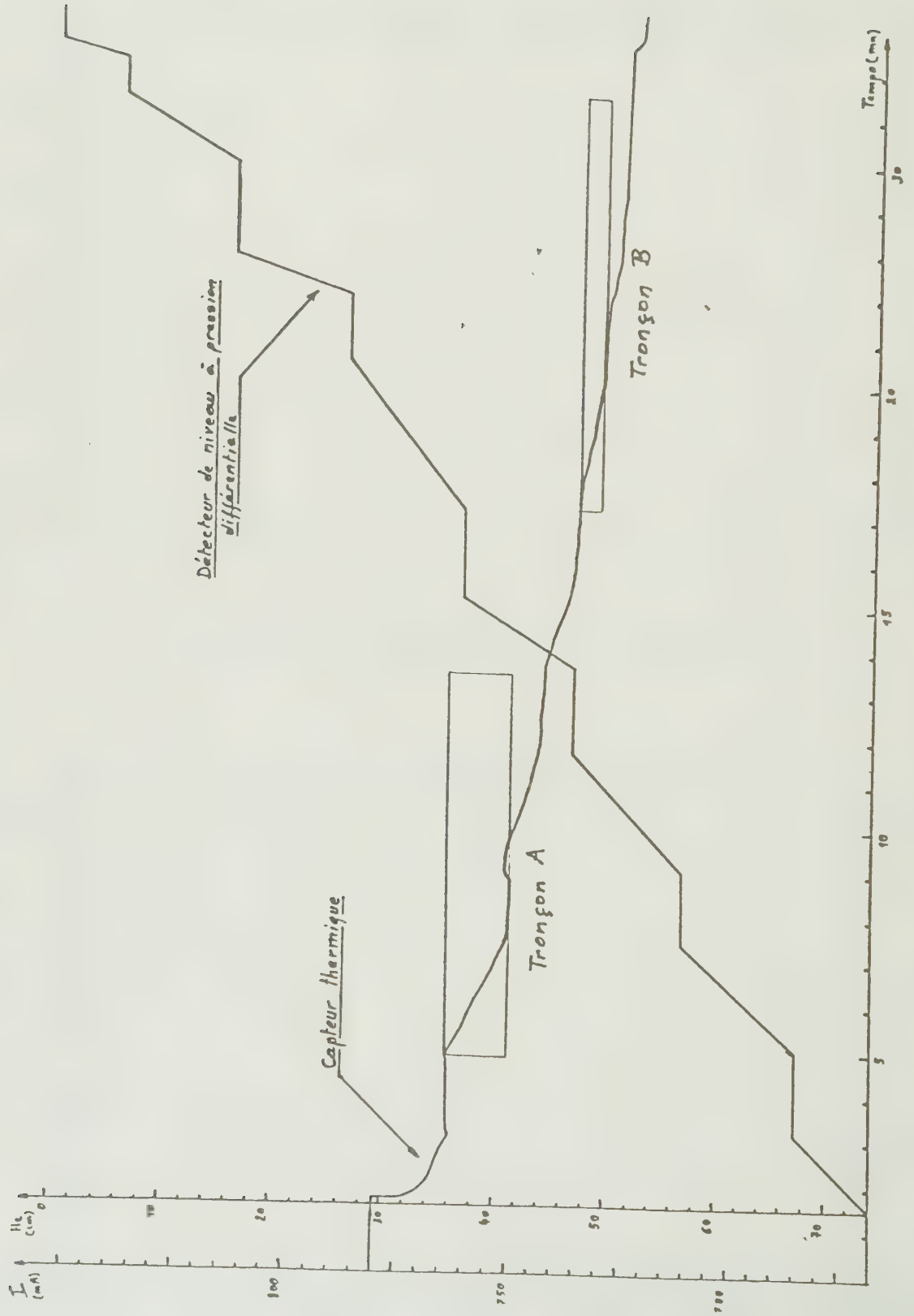


Fig. 5.8-a - Indication de niveau, T_{amb} = 104°C, vidange.

Identification T_{amb} = 104°C, Tronçon A.

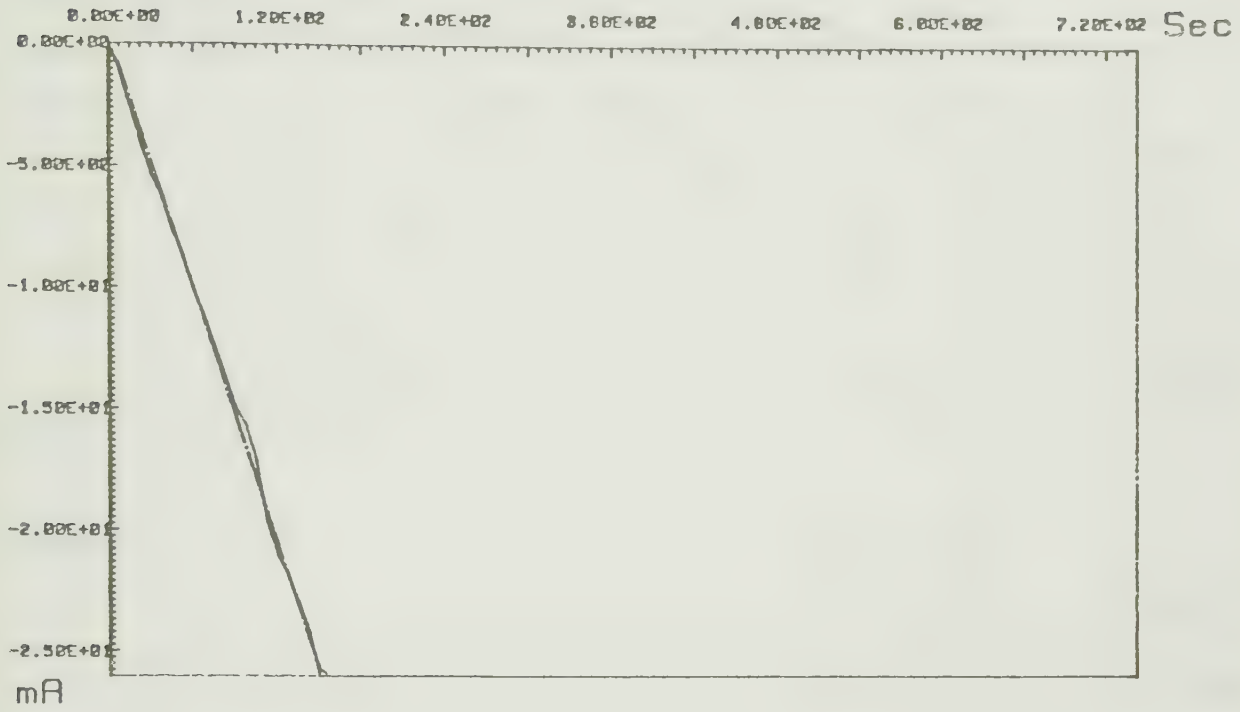


Fig. 5.8-b - Capteur de niveau à résistance.

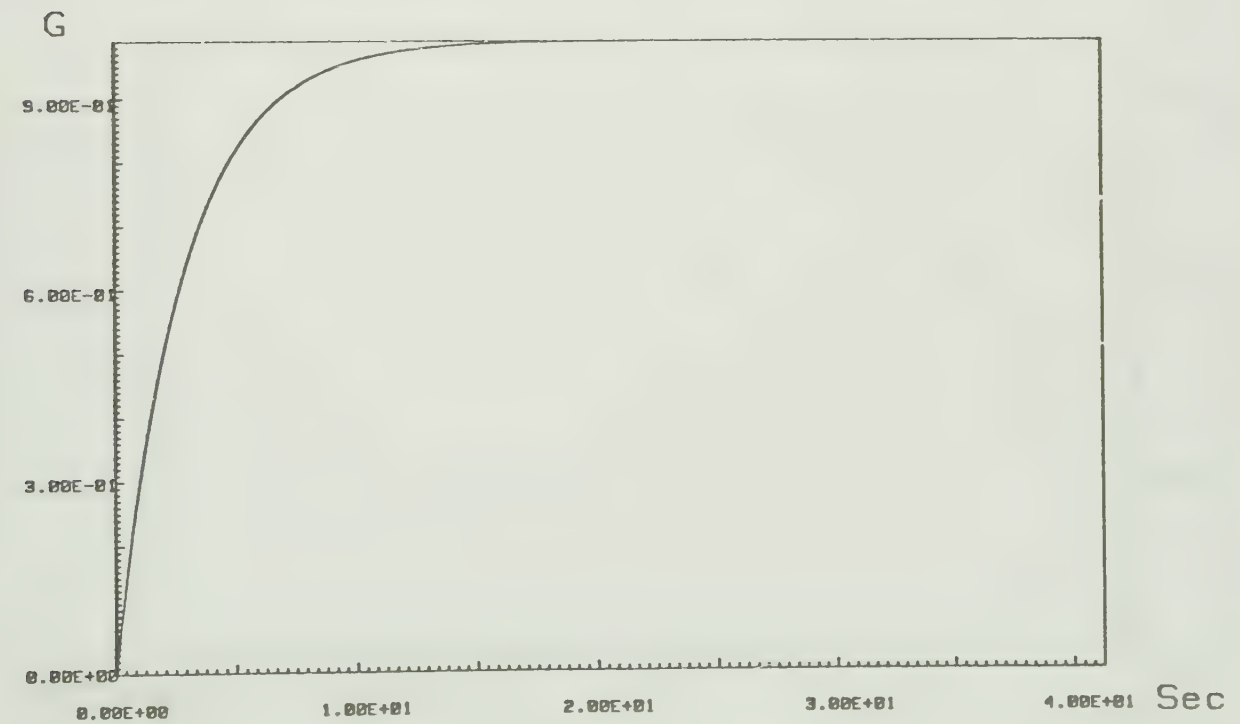


Fig. 5.8-c - Réponse indicielle, T_{amb} = 104°C.

Identification, T_{amb} = 104°C, Tronçon B.

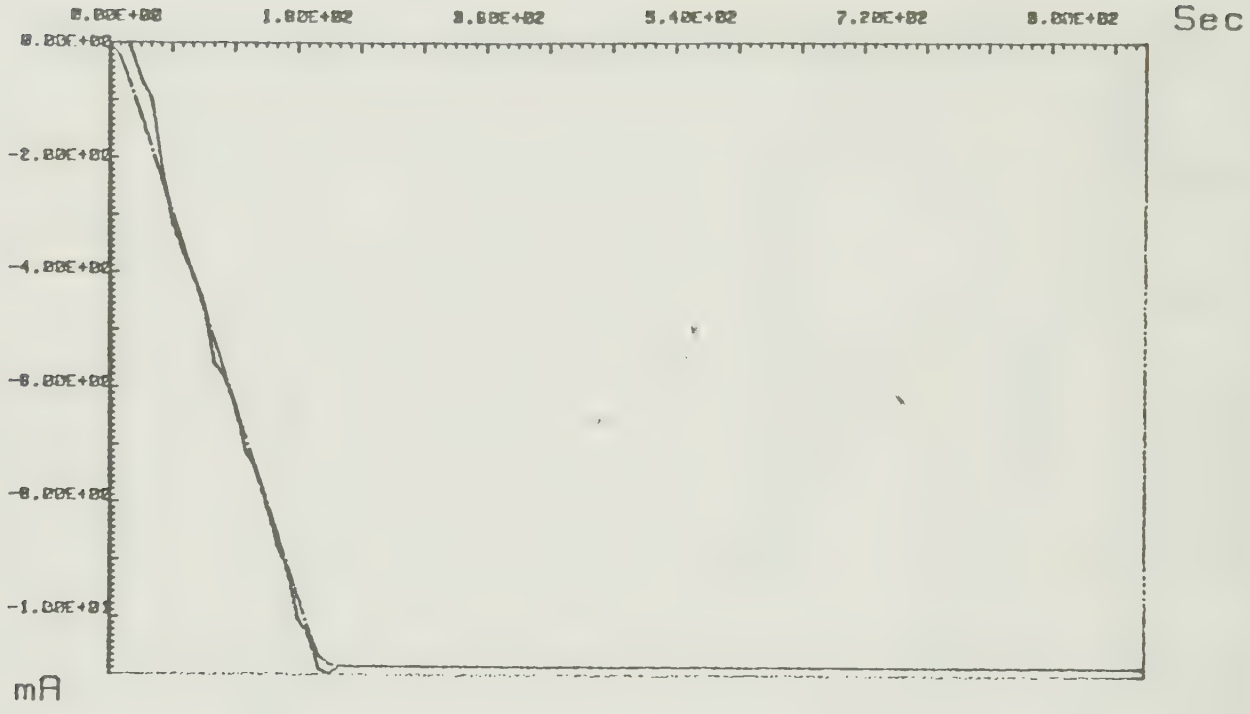


Fig. 5.8-d - Capteur de niveau à résistance.

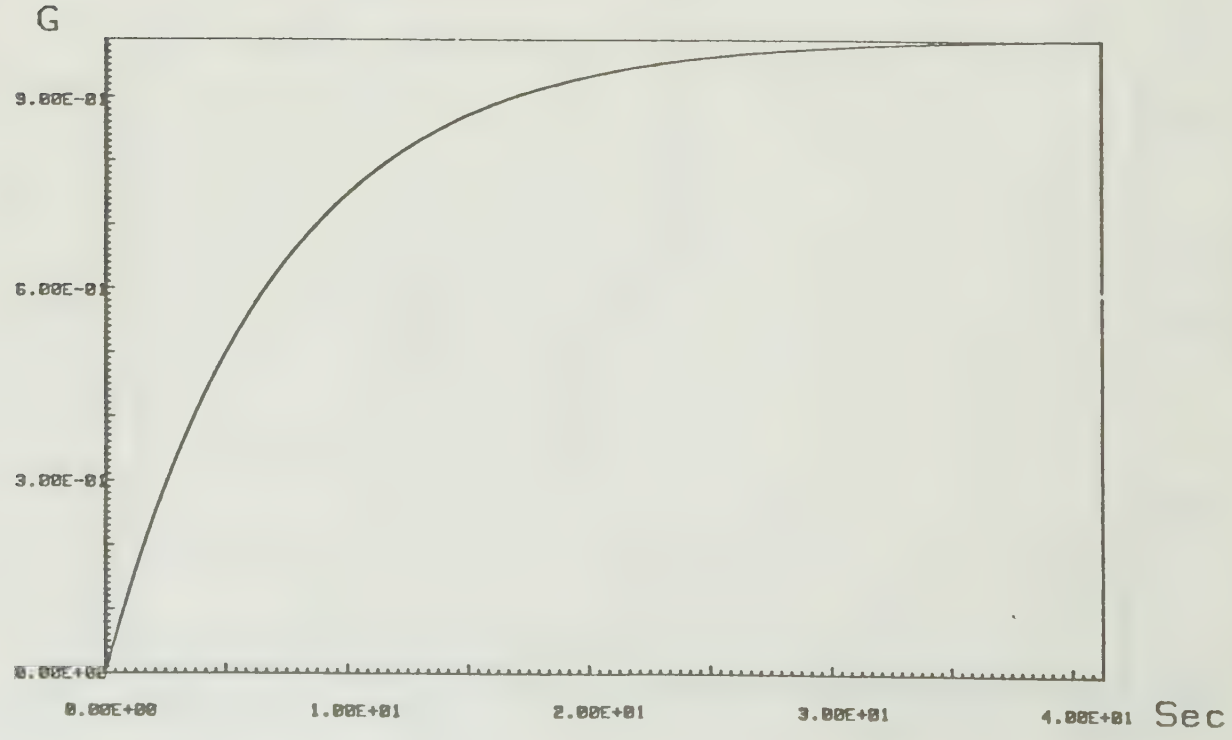


Fig. 5.8-e - Réponse indicielle, T_{amb} = 104°C.

Les temps de réponse déduits par la méthode d'identification sont très inférieurs à ceux estimés théoriquement ($\tau \simeq 50$ s pour $T_\infty = 100°C$, voir tableau 1, chapitre III, § III.4.). Ceci est normal puisque les parties des courbes où se manifeste l'inertie thermique et qu'on ne peut pas exploiter par la méthode d'identification n'ont pas été incluses. Néanmoins, ce tableau met en évidence un résultat très important : le temps de réponse du capteur au remplissage est inférieur au temps de réponse à la vidange. L'explication réside dans le fait que lors de la vidange, à cause du faible coefficient de transfert de chaleur de l'air ou de la vapeur, l'énergie thermique du capteur se manifeste et l'équilibre thermique est retardé.

Conclusion.

Bien que les résultats expérimentaux se prêtent très peu au traitement (courbe non linéaire, inertie thermique, courant de fuite, etc ...), l'identification a permis de confirmer que l'inertie thermique est importante ($\tau_{vidange} > \tau_{remplissage}$). Il est donc important de réduire cette inertie pour réduire la plage de variation de τ.

CONCLUSION GENERALE

La partie théorique de ce travail présente une certaine conformité avec la partie pratique concernant la caractéristique du capteur auto-chauffant. Le principe de mesure de niveau par ce système peut être retenu. Toutefois, l'amélioration de la conception et de la réalisation du capteur, l'élargissement du champ expérimental sont nécessaires pour développer ce système et le rendre opérationnel.

L'étude théorique simplifiée présentée dans ce travail, situe le problème de la mesure de niveau par le capteur auto-chauffant et propose dans des conditions particulières une équation du capteur. Elle peut être considérée, dans un premier stade, comme une base de ce projet et peut être utilisée avec succès pour prévoir l'évolution de la réponse du capteur pour différentes conditions de fonctionnement. Une étude complète et systématique du problème de mesure de niveau dans le pressuriseur par le capteur thermique reste très difficile à cause des nombreux phénomènes qui, selon les circonstances, sont aussi importants les uns que les autres et qu'il est difficile de négliger. Citons par exemple l'état thermodynamique variable de l'eau et de la vapeur, la condensation due à l'aspersion, l'importance de la couche de mousse, les distributions des températures, etc ... D'où l'importance de la partie expérimentale.

L'expérience réalisée dans le cadre de ce travail reste une ébauche de ce projet. Elle doit être améliorée pour accéder aux performances de ce système de mesure et permettre un large éventail d'expériences.

Plusieurs enseignements peuvent être tirés de ce travail :

- La protection du capteur et plus particulièrement l'élément auto-chauffant s'avère nécessaire. Les courants de fuite et autres parasites seront ainsi éliminés.

- La réduction du temps de réponse : le capteur doit être conçu avec une très faible inertie thermique pour pouvoir suivre les variations rapides du niveau et réduire la plage de variation du temps de réponse.

- La précision des mesures dépend de l'alimentation de puissance ; celle-ci doit être en conséquence très stable.

- Bien qu'aux faibles températures l'influence de la variation de la température du milieu ne se fasse pas sentir, le cas est différent aux hautes températures où les propriétés physiques et thermiques de l'eau et de la vapeur et du capteur même changent considérablement. En outre, dans le pressuriseur, la température est loin d'être uniforme à cause de la présence des chaufferettes, de l'aspersion et de l'expansion. Il est donc capital de prévoir et de tester un système de compensation thermique qui excluerait l'influence de la variation de la température du milieu.

- La puissance d'échauffement doit être adaptée au genre de capteur et à la nature du milieu de mesure. Une faible puissance réduirait la sensibilité et donc la plage de variation de la résistance, alors qu'une forte puissance altérerait la linéarité du capteur et écourterait sa durée de vie.

- Il est préférable que les fonctions de transduction et de chauffage soient séparées et assurées par des fils différents. Ceci rendra le capteur plus souple et les mesures plus commodes et donc moins onéreuses.

Annexe A

EVALUATION NUMERIQUE DE LA CARACTERISTIQUE DU CAPTEUR.

L'objet de ce paragraphe est d'évaluer les différentes constantes qui interviennent dans la caractéristique du capteur pour deux températures de fonctionnement $T_\infty \simeq 100°C$ et $T_\infty \simeq 340°C$ et pour deux courants d'échauffement I = 0,65 A et I = 1 A. Ceci nous permettra d'étudier cette caractéristique et de prévoir son évolution en fonction des conditions de fonctionnement et de la puissance d'échauffement mise en jeu.

Les propriétés, de l'eau, de la vapeur et des matériaux qui composent le capteur, utilisées dans ces estimations sont regroupées aux tableaux B.1 à B.8, Annexe B.

A $T_\infty = 100°C$, la résistance d'un fil en platine est de l'ordre de 335 Ω. Mis en parallèle, les deux fils auront donc une résistance équivalente de l'ordre de 167 Ω. Pour un courant d'échauffement de 1 A, la puissance développée par Effet Joule est de 167 W alors qu'elle est de 70 W pour I = 0,65 A.

A $T_\infty = 340°C$, la résistance équivalente est de l'ordre de 275 Ω. Les courants de 1 A et de 0,65 A y produisent des puissances respectives de 275 W et 116 W.

Nous prendrons pour les calculs les excès de température comme indiqué au tableau A.1.

Tableau A.1 - Excès de température du capteur sur le milieu.

I (A)	T_∞ = 100°C				T_∞ = 340°C			
	R (Ω)	P (W)	$\overline{\theta}_e$ (°C)	$\overline{\theta}_v$ (°C)	R (Ω)	P (W)	$\overline{\theta}_e$ (°C)	$\overline{\theta}_v$ (°C)
0,65	167	70	3	35	275	116	3	10
1	167	167	5	60	275	275	4	20

A.1. Estimation du coefficient de rayonnement.

Le coefficient de rayonnement du capteur en présence de la vapeur est donné au chapitre II, § II.1 :

$$h_{r,v} = \frac{\sigma\ \varepsilon'\ (T_S^4 - T_W^4)}{T_S - T_W} \qquad (A.1)$$

avec :

$$\varepsilon' = \varepsilon_p \left[1 + \frac{\varepsilon_{g,S}\ (\chi + 1) - \varepsilon_{g,g}\ T_\infty^4 + \varepsilon_{g,W}\ T_W^4}{T_S^4 - T_W^4} \right] \qquad (A.2)$$

et $\chi = \dfrac{\varepsilon_p + 1}{2\ \varepsilon_p}$.

Les constantes d'émissivité $\varepsilon_{g,S}$, $\varepsilon_{g,g}$ et $\varepsilon_{g,W}$ sont légèrement différentes. Si nous prenons :

$$\varepsilon_{g,S} \simeq \varepsilon_{g,g} \simeq \varepsilon_{g,W} \simeq \varepsilon_g \quad \text{et} \quad \chi \simeq 1$$

la relation (A.2) se simplifie :

$$\varepsilon' = \varepsilon_p \left[1 + \varepsilon_g \frac{T_\infty^4 - T_W^4}{T_S^4 - T_W^4} \right] \qquad (A.3)$$

en prenant à $T_\infty = 100°C$ $\varepsilon_p = 0,056$

$\varepsilon_g = 0,017$

$T_\infty = 100°C$

$T_W = 98°C$

$T_S = 135°C$

$\sigma_o = 5,147.10^{-10}$ W/m^2°C^4

et à $T_\infty = 340°C$ $\varepsilon_p = 0,08$

$\varepsilon_g = 0,5$

$T_\infty = 340°C$

$T_W = 330°C$

$T_S = 350°C$

$\sigma_o = 5,147.10^{-10}$ W/m^2°C^4

on aboutit aux résultats suivants :

Tableau A.2 - Coefficients de transfert de chaleur par rayonnement en présence de la vapeur.

	$T_\infty = 100°C$	$T_\infty = 340°C$
ε'	$5,6.10^{-2}$	6.10^{-2}
$h_{r,v}$ (W/m^2°C)	$1,9.10^{-4}$	5.10^{-3}

Nous tirerons une conclusion de ces valeurs de $h_{r,v}$ lors de l'évaluation des coefficients de transfert de chaleur par convection (§ A.3).

A.2. Estimation des seuils de transition.

Pour distinguer les régions d'écoulement laminaire et turbulent, nous prendrons comme critère d'amorce de la transition, le point où la température de la surface est maximum (chapitre II, § II.3.2.) :

$$E = G^{*} \left(\frac{\nu^2}{g\ x^3} \right)^{2/15} \simeq 22,7 \qquad (A.4)$$

avec :

$$G^{*} = 5 \left(\frac{Gr^{*}}{5} \right)^{1/5} \quad \text{et} \quad Gr^{*} = \frac{g\ \beta}{\nu^2} \frac{q''\ x^4}{k}$$

où q" désigne le flux par unité de surface du capteur et x la distance comptée du bas du capteur (voir table des notations et les propriétés à la fin de l'ouvrage).

Transformons la relation (A.4) pour mettre x en évidence :

$$5 \left(\frac{g\ \beta\ q''\ x^4}{5\ k\ \nu^2} \right)^{1/5} \left(\frac{\nu^2}{g\ x^3} \right)^{2/15} = 22,7$$

on en déduit que :

$$x = \frac{22,7}{5 \left(\frac{g\ \beta}{\nu^2} \frac{q''}{5\ k} \right)^{1/5} \left(\frac{\nu^2}{g} \right)^{2/15}}^{5/2} \qquad (A.5)$$

Si nous supposons que la puissance dissipée dans le fil en platine est complètement échangée par convection avec le milieu et si on prend comme surface de convection toute la surface du capteur en contact avec le fluide, le flux q" vaut dans ces conditions :

$$q'' = \frac{P}{\pi D_e\ H + \frac{1}{3}\ \pi d l} \simeq \frac{P}{\pi D_e\ H} \qquad (A.6)$$

où $D_e = 32.10^{-3}$ m et H = 0,7 m désignent le diamètre extérieur et la hauteur du capteur ; P la puissance d'échauffement.

Pour I = 0,65 A et 1 A on obtient :

Tableau A.3 - Flux par unité de surface du capteur.

	T_∞ = 100°C		T_∞ = 340°C	
I (A)	P (W)	q'' (W/m^2)	P (W)	q'' (W/m^2)
0,65	70	994,7	116	1648,4
1	167	2344,6	275	3907,8

Les hauteurs de transition correspondantes sont données au tableau A.4 en supposant que les flux q'' sont les mêmes pour l'eau et la vapeur.

Tableau A.4 - Hauteurs de transition.

	T_∞ = 100°C			T_∞ = 340°C		
I (A)	P (W)	H_{tr} (m)		P (W)	H_{tr} (m)	
		eau	vapeur		eau	vapeur
0,65	70	0,413	0,176	116	0,158	0,085
1	167	0,269	0,115	275	0,103	0,055

La comparaison de ces valeurs montre clairement l'influence de la puissance d'échauffement et des conditions de fonctionnement sur les hauteurs de transition de l'eau et de la vapeur.

Notons également que ces estimations sont relatives à un capteur dont l'état de surface est supposé parfait (absence d'obstruction) et que les fluides ne sont le siège d'aucuns mouvements perturbateurs tels que ceux induits par la présence d'une source de chaleur autre que le capteur ou par des forces mécaniques d'origine extérieure.

Ceci n'est pas le cas pour le capteur thermique non protégé. En effet les spires du fil en platine, réparties sur toute la hauteur, et la présence d'une épingle chauffante (voir chapitre I) à la base de la cuve induisent des perturbations. Ce n'est pas le cas aussi du pressuriseur où les chaufferettes, l'aspersion et les mouvements d'eau produisent des perturbations.

En conséquence, les hauteurs de transition réelles sont beaucoup plus faibles que celles données au tableau A.4 ; l'écoulement turbulent est prédominant.

A.3. Estimation des coefficients de convection de l'eau et de la vapeur.

Nous avons choisi, pour l'estimation des coefficients de transfert de chaleur de l'eau et de la vapeur à 340°C (vu que ces propriétés sont proches de celles de l'eau), la relation de Touloukian et al. (chapitre II, § II.3.3.) :

$$(Nu)_H = 0,0674 \left[Gr\ (Pr)^{1,29}\right]_H^{1/3} \qquad (A.7)$$

et pour la vapeur à 100°C celle de Carne (chapitre II, § II.3.3.) :

$$(Nu)_H = 0,152\ (Gr.Pr)_H^{0,38} \qquad (A.8)$$

Exemple de calcul (voir Annexe B pour les valeurs numériques).

Dans le cas où la cuve est à moitié remplie d'eau

$I = 0,65$ A et $T_\infty = 100$°C on a pour l'eau :

$H_e = 0,35$ m $\qquad \frac{g\,\beta}{\nu^2} = 9,2.10^{10}$ s/m^3°C

$\theta_e = 3$°C

$Pr = 1,75 \qquad k = 68,1.10^{-2}$ W/m°C

Le nombre de Grashof vaut :

$$Gr_H = \frac{g\,\beta}{\nu^2} \cdot \overline{\theta}_c \cdot H_e^3 = 9{,}2.10^{10} \times 3 \times (0{,}35)^3 \simeq 1{,}18.10^{10}$$

le nombre de Nusselt se calcule par la relation (A.7) :

$$Nu_H = 0{,}0674\ [1{,}18.10^{10} \times (1{,}75)^{1{,}29}]^{1/3} \simeq 195$$

on en déduit le coefficient de transfert de chaleur :

$$\overline{h} = \frac{k \cdot Nu_H}{H} = \frac{68{,}1.10^{-2} \times 195}{0{,}35} \simeq 379\ W/m^2.°C$$

On calcule de la même façon, les différents coefficients de transfert de chaleur et ceci pour différentes hauteurs, puissances et températures de fonctionnement. Les résultats sont regroupés au tableau A.5 pour I = 0,65 A et au tableau A.6 pour I = 1 A.

Tableau A.5 - Coefficients de transfert de chaleur, I = 0,65 A.

T_∞ (°C)	H_e (m)	θ_c (°C)		Gr_H		Nu_H		$\overline{h}$ (W/m².°C)	
		eau	vapeur	eau	vapeur	eau	vapeur	eau	vapeur
100	0,7	3	35	$9{,}7.10^{10}$	$7{,}8.10^{8}$	394	364	382	13
	0,35			$1{,}18.10^{10}$	$9{,}7.10^{7}$	195	165	379	12
340	0,7	3	10	$3{,}9.10^{12}$	$2{,}3.10^{12}$	1254	1416	800	280
	0,35			$4{,}9.10^{11}$	$2{,}9.10^{11}$	628	710	802	280

Tableau A.6 - Coefficients de transfert de chaleur, I = 1 A.

T_∞ (°C)	H_e (m)	θ_e (°C)		Gr_H		Nu_H		$\bar{h}$ (W/m^2°C)	
		eau	vapeur	eau	vapeur	eau	vapeur	eau	vapeur
100	0,7	5	60	$1,6.10^{11}$	$1,3.10^{9}$	465	442	451,5	16
	0,35			2.10^{10}	$1,7.10^{9}$	233	489	451	35
340	0,7	4	20	$5,2.10^{12}$	$1,5.10^{12}$	1380	1228	881	242
	0,35			$6,5.10^{11}$	$1,9.10^{11}$	690	617	881	243

La comparaison des coefficients de transfert de chaleur par convection montre que l'échange de chaleur par convection avec l'eau est à peu près trente fois supérieur à celui de la vapeur à T_∞ = 100°C.

Au voisinage du point de fonctionnement défini par T_∞ = 340°C et p = 146,05 bars, ce rapport n'est que de 3.

On voit donc qu'il est important d'ajuster la puissance d'échauffement pour avoir un meilleur rapport $\bar{h}_{eau}/\bar{h}_{vapeur}$.

La comparaison des coefficients de convection avec les coefficients d'échange par radiation(Tableau A.2) montre que ces derniers sont négligeables.

A.4. Estimation de la température moyenne du fil en platine.

Dans le cas où la génération d'énergie est supposée uniforme dans le fil en platine, la température moyenne du fil est de la forme [29] :

$$T_m = T_\infty + \frac{q'''\ r_o}{2\ h_f} + \frac{q'''\ r_o^2}{8\ k_p} \qquad (A.9)$$

où $q''' = \frac{R(T_m) I^2}{Vo}$ est l'énergie générée par unité de volume du fil

h_f le coefficient de convection autour du fil

k_p la conductivité thermique du fil

r le rayon du fil.

- Estimation des coefficients de convection autour du fil en platine.

D'après Kyte et al. [29], la caractéristique de transfert de chaleur par convection autour des fils de faibles diamètres en présence de l'air est :

$$Nu_d = \frac{2}{\ln\left[1 + \frac{4,47}{\left(Gr_d P_r \frac{d}{l_s}\right)^{0,26}}\right]} \qquad (A.10)$$

En présence de l'eau on utilisera la formule de Nagenda et al. [29] :

$$Nu_d = 0,87 \left(Gr_d Pr \frac{d}{l_s}\right)^{0,05} \qquad (A.11)$$

avec :

$$10^{-4} < Gr_d \cdot Pr \cdot \frac{d}{l_s} < 5.10^{-2}$$

et :

$$\frac{T_{sf} + T_\infty}{2\ T_\infty} \simeq 1,06$$

où d : diamètre du fil = 10^{-4} m

l_s : longueur d'une spire = $100,6.10^{-4}$ m

T_{sf} : température de la surface du fil.

En utilisant les relation (A.10) pour la vapeur et (A.11) pour l'eau, on aboutit aux résultats suivants (Tableau A.7) :

Tableau A.7 - Coefficient de convection autour du fil en platine seul.

I (A)	T_∞ (°C)	$\overline{\theta}_c$ (°C)		$Gr_d.Pr \cdot \frac{d}{l_s}$		Nu_d		h_f (W/m²°C)	
		eau	vapeur	eau	vapeur	eau	vapeur	eau	vapeur
0,65	100	3	35	$4,7.10^{-4}$	$2,3.10^{-6}$	$5,3.10^{-1}$	0,41	3623	101
	340	3	10	$1,5.10^{-2}$	$6,3.10^{-3}$	$7,1.10^{-1}$	0,7	3247	745
1	100	5	60	$7,9.10^{-4}$	$3,9.10^{-6}$	0,61	0,42	4146	104
	340	4	20	2.10^{-2}	$1,3.10^{-2}$	0,72	0,74	3294	792

- Températures moyennes du fil en platine.

En remplaçant h_f par ses valeurs dans la relation (A.9) et sachant que le volume du platine est de l'ordre de 199.10^{-9} m^3 (voir caractéristiques du platine Tableau B.2, Annexe B), on déduit les températures moyennes du fil (Tableau A.8) :

Tableau A.8 - Températures moyennes du fil en platine.

I (A)	P (W)	q''' (W/m^3)	T_∞ (°C)	$\overline{T}_f$ (°C)	
				eau	vapeur
0,65	70	$4,9.10^8$	100	103	220
	116	8.10^8	340	346	367
1	167	$1,2.10^9$	100	107	379
	275	$1,9.10^9$	340	364,5	400

- Ordre de grandeur de ϕ.

Ainsi connaissant l'ordre de grandeur des températures moyennes du fil $\overline{T}_f$ on peut estimer l'ordre de grandeur de ϕ (voir tableau A.9) :

$$\phi = \frac{\overline{(\overline{T}_f - T_\infty)}}{\overline{(T_S - T_\infty)}} \qquad (A.12)$$

où T_S indique la température moyenne de la surface du capteur.

Tableau A.9 - Ordre de grandeur de ϕ.

I (A)	T_∞ (°C)	$\overline{(T_S - T_\infty)}$ (°C)		$\overline{(T_f - T_\infty)}$ (°C)		ϕ		$\overline{\phi}$
		eau	vapeur	eau	vapeur	eau	vapeur	
0,65	100	3	35	3	120	1	3,4	2,2
	340	3	10	6	27	2	2,7	2,3
1	100	5	60	7	279	1,4	4,7	3
	340	4	20	14,5	60	3,6	3	3,3

Ce tableau montre que ϕ du capteur est comprise entre 2 et 3 pour I = 0,65 A et entre 3 et 4 pour I = 1 A.

A.5. Equation du capteur.

Nous avons vu précédemment que le capteur peut être caractérisé par (chapitre III, § III.1) :

$$H_e = \frac{RI^2}{C} \Delta R^{-4/3} - \frac{A}{C} \Delta R^{-1/12} - \frac{B}{C} \qquad (A.13)$$

avec :

$$A = \frac{\pi D}{(\phi \alpha_o R_\infty)^{5/4}} \left[A_{\ell e} (a_1)^{5/4} H_{tr,e}^{3/4} + A_{\ell v} (a_3)^{5/4} H_{tr,v}^{3/4} \right] \qquad (A.14)$$

$$B = \frac{\pi D}{(\phi \alpha_o R_\infty)^{4/3}} \left[A_{tv} (a_4)^{4/3} (H - H_{tr,v}) - A_{te} (a_2)^{4/3} H_{tr,e} \right] \qquad (A.15)$$

$$C = \frac{\pi D}{(\phi \alpha_o R_\infty)^{4/3}} \left[A_{te} (a_2)^{4/3} - A_{tv} (a_4)^{4/3} \right] \qquad (A.16)$$

et

$$A_\ell = g(Pr) \left(\frac{g \beta}{\nu^2} Pr \right)^{1/4} \qquad (A.17)$$

$$g(Pr) = \frac{6}{5g'(Pr)} \quad \text{et} \quad 0,5 < g'(Pr) < 0,8$$

$$A_t = f(Pr) \left(\frac{g \beta}{\nu^2} Pr \right)^{1/3} \qquad (A.18)$$

$$0,02 < f(Pr) < 0,2.$$

Connaissant les propriétés physiques et thermiques de l'eau et de la vapeur (voir propriétés, Annexe B) et l'ordre de grandeur des différents paramètres qui interviennent dans ces relations, nous allons essayer de représenter la caractéristique du capteur pour deux points de fonctionnement définis par $T_\infty = 100°C$ et $T_\infty = 340°C$ et deux courants d'échauffement $I = 0,65$ A et $I = 1$ A. Ceci nous permettra de mettre en évidence l'influence des conditions de fonctionnement et de la puissance d'échauffement.

Cas 1 : $T_\infty = 100°C$; $I = 0,65$ A

Dans ce cas on a (Tableaux A.1, A.4 et A.9) :

$P = 70$ W

$R(100°C) = 167\ \Omega$

$\overline{\theta}_e \simeq 3°C$

$\overline{\theta}_v \simeq 35°C$

$\phi \simeq 2,2$

$H_{tr,e} = 0,413$ m

$H_{tr,v} = 0,176$ m

En prenant $g'(Pr) \simeq 0,8$

$[f(Pr)]_{eau} = 0,08$

$[f(Pr)]_{vapeur} = 0,02$

et $\overline{\theta} = 15°C$ on déduit que :

$\overline{\theta}_{\ell e} = 2°C$ $\qquad a_1 = \dfrac{\overline{\theta}_{\ell e}}{\overline{\theta}} \simeq 0,13$

$\overline{\theta}_{te} = 4°C$ $\qquad a_2 = \dfrac{\overline{\theta}_{te}}{\overline{\theta}} \simeq 0,27$

$\overline{\theta}_{\ell v} = 10°C$ $\qquad a_3 \dfrac{\overline{\theta}_{\ell v}}{\overline{\theta}} \simeq 0,6$

$\overline{\theta}_{tv} = 45°C$ $\qquad a_4 = \dfrac{\overline{\theta}_{tv}}{\overline{\theta}} \simeq 3$

Le choix de ces valeurs tient compte du fait que la température du capteur en présence de l'eau est plus basse qu'en présence de la vapeur, et que l'excès de température de l'écoulement laminaire est plus réduit que celui de l'écoulement turbulent. Quant aux valeurs attribuées à g'(Pr) et f(Pr) on les maintiendra constantes pour les quatre cas.

Ainsi on a :

$$A_{\ell e} = \frac{6}{5 \times 0,8} (9,2.10^{10} \times 1,73)^{1/4} \simeq 947,44$$

$$A_{\ell v} = \frac{6}{5 \times 0,8} (6,5.10^{7} \times 0,984)^{1/4} \simeq 134,14$$

$$A_{te} = 0,08 \ (9,2.10^{10} \times 1,73)^{1/3} \simeq 433,54$$

$$A_{tv} = 0,02 \ (6,5.10^{7} \times 0,984)^{1/3} \simeq 8$$

A, B et C valent dans ce cas :

$$A = \frac{\pi.32.10^{-3}}{(2,2 \times 39,26.10^{-4} \times 167)^{5/4}} \left[947,44.(0,13)^{5/4}(0,413)^{3/4} + 134,14.(0,6)^{5/4}(0,176)^{3/4}\right] \simeq 3,65$$

$$B = \frac{\pi.32.10^{-3}}{(2,2 \times 39,26.10^{-4} \times 167)^{4/3}} \left[8.(3)^{4/3} \times 0,524 - 433,54.(0,27)^{4/3} \times 0,413\right] \simeq -0,81$$

$$C = \frac{\pi.32.10^{-3}}{(2,2 \times 39,26.10^{-4} \times 167)^{4/3}} \left[433,54.(0,27)^{4/3} - 8.(3)^{4/3}\right] \simeq 2,53$$

La caractéristique (A.13) s'écrit donc :

$$H_e = \frac{70}{2,53} \Delta R^{-4/3} - \frac{3,65}{2,53} \Delta R^{-1/12} + \frac{0,81}{2,53}$$

$$H_e = 27,67 \ \Delta R^{-4/3} - 1,44 \ \Delta R^{-1/12} + 0,32 \qquad (A.19)$$

Elle est représentée par la courbe (A) de la figure 3.3 (Chap. III).

Cas 2 : $T_\infty = 100°C$; $I = 1$ A

Les tableaux A.1, A.2 et A.9 donnent :

$P = 167$ W

$R(100°C) = 167\ \Omega$

$\overline{\theta}_c = 5°C$

$\overline{\theta}_v = 60°C$

$\phi = 3$

$H_{tr,e} = 0,269$ m

$H_{tr,v} = 0,115$ m

En prenant $g'(Pr) = 0,8$

$[f(Pr)]_{eau} = 0,08$

$[f(Pr)]_{vapeur} = 0,02$

et $\overline{\theta} = 30°C$ qui fixent :

$\overline{\theta}_{\ell e} = 3°C$

$\overline{\theta}_{te} = 8°C$

$\overline{\theta}_{\ell v} = 25°C$

$\overline{\theta}_{tv} = 80°C$

$a_1 = 0,066$

$a_2 = 0,26$

$a_3 = 1$

$a_4 = 2,67$

on en déduit par un calcul similaire au précédent que :

$A_{\ell e} = 947,44$

$A_{te} = 433,54$

$A_{\ell v} = 134,14$

$A_{tr} = 8$

En remplaçant ces valeurs dans les relations (A.14), (A.15) et (A.16) on trouve :

$A = 1,69$

$B = -0,324$

$C = 1,726$

La caractéristique (A.13) s'écrit dans ce cas :

$$H_e = \frac{167}{1,726}\,\Delta R^{-4/3} - \frac{1,69}{1,726}\,\Delta R^{-1/12} + \frac{0,324}{1,726}$$

$$H_e = 96,76\,\Delta R^{-4/3} - \Delta R^{-1/12} + 0,188 \qquad (A.20)$$

Elle est représentée par la courbe (B) de la figure 3.3 (chap. III).

Cas 3 : $T_\infty = 340°C$; $I = 0,65$ A.

Les tableaux A.1, A.2 et A.9 donnent :

$P = 116$ W
$R(340°C) = 275\ \Omega$
$\overline{\theta}_e = 3°C$
$\overline{\theta}_v = 10°C$
$\phi = 2,3$

$H_{tr,e} = 0,158$ m
$H_{tr,v} = 0,085$ m

En prenant $g'(Pr) = 0,8$

$[f(Pr)]_{eau} = 0,08$

$[f(Pr)]_{vapeur} = 0,02$

et $\overline{\theta} = 6°C$ on a :

$\overline{\theta}_{\ell e} = 2°C$ $\quad a_1 = 0,34$
$\overline{\theta}_{te} = 4°C$ $\quad a_2 = 0,67$
$\overline{\theta}_{\ell v} = 4°C$ $\quad a_3 = 0,67$
$\overline{\theta}_{tv} = 18°C$ $\quad a_4 = 3$

Les facteurs A_ℓ et A_t valent donc :

$$A_{\ell e} = \frac{6}{5 \times 0,8}\,(3,79.10^{12} \times 1,35)^{1/4} \simeq 2256$$

$$A_{\ell v} = \frac{6}{5 \times 0,8}\,(2,256.10^{11} \times 2,82)^{1/4} \simeq 1339,64$$

$$A_{te} = 0,08(3,79.10^{12} \times 1,35)^{1/3} \simeq 1378,52$$

$$A_{tv} = 0,02(2,256.10^{11} \times 2,82)^{1/3} \simeq 172.$$

ce qui conduit à :

$$A = \frac{\pi.32.10^{-3}}{(2,3 \times 39,26.10^{-4} \times 275)^{5/4}} \left[2256.(0.34)^{5/4}(0,158)^{3/4} + 1339,64.(0,67)^{5/4}(0,085)^{3/4}\right] \simeq 8,86$$

$$B = \frac{\pi.32.10^{-3}}{(2,3 \times 39,26.10^{-4} \times 275)^{4/3}} \left[172.(3)^{4/3} \times 0,615 - 1378,52.(0,67)^{4/3} \times 0,158\right] \simeq 9,87$$

$$C = \frac{\pi}{(2,3 \times 39,26.10^{-4} \times 275)^{4/3}} \left[1378,52.(0,67)^{4/3} - 172.(3)^{4/3}\right]$$

$$\simeq 1,913.$$

La caractéristique (A.13) devient :

$$H_e = \frac{116}{1,913} \Delta R^{-4/3} - \frac{8,86}{1,913} \Delta R^{-1/12} - \frac{9,87}{1,913}$$

$$H_e = 60,64\ \Delta R^{-4/3} - 4,63\ \Delta R^{-1/12} - 5,16 \qquad (A.21)$$

Cette caractéristique est représentée par la courbe (C) de la figure 3.3 (Chapitre III).

Cas 4 : T_∞ 340°C ; I = 1 A

Dans ce cas on a :

$P = 275$ W

$R(340°C) = 275\ \Omega$

$\overline{\theta}_e = 4°C$

$\overline{\theta}_v = 20°C$

$\phi = 3,3$

$H_{tr,e} = 0,105$ m

$H_{tr,v} = 0,055$ m

En prenant $g'(Pr) = 0,8$

$[f(Pr)]_{eau} = 0,08$

$[f(Pr)]_{vapeur} = 0,02$

et $\overline{\theta} = 10°C$ on a :

$\overline{\theta}_{\ell e} = 2°C$ $\quad a_1 = 0,4$

$\overline{\theta}_{te} = 10°C$ $\quad a_2 = 1$

$\overline{\theta}_{\ell v} = 12°C$ $\quad a_3 = 1,2$

$\overline{\theta}_{tv} = 25°C$ $\quad a_4 = 2,5$

On trouve de la même manière que dans le cas précédent :

$A_{\ell e} = 2256$ $\quad A_{te} = 1378,52$

$A_{\ell v} = 1339,64$ $\quad A_{tv} = 172$

La caractéristique (A.13) s'écrit donc :

$$H_e = \frac{275}{0,6825}\,\Delta R^{-4/3} - \frac{0,374}{0,6825}\,\Delta R^{-1/12} - \frac{0,199}{0,6825}$$

$$H_e = 402,93\,\Delta R^{-4/3} - 0,547\,\Delta R^{-1/12} - 0,291 \qquad \text{(A.22)}$$

La caractéristique (A.22) est représentée par la courbe (D) de la figure 3.3, chapitre III.

Annexe B

GRANDEURS NUMERIQUES.

Tableau B.1 - Dimensions du fil en platine (pureté = 99,9%). Les valeurs numériques sont données pour une seule résistance.

Grandeurs	Interprétations	Valeurs numériques	Commentaires
d	diamètre du fil	$d = 0,1$ mm $= 10^{-4}$ m	
l	longueur utile du fil	$l = 18,34$ m	$l = \pi D_{ex} n$
s	section du fil	$s = 7,85\ 10^{-9}$ m^2	$s = \frac{\pi d^2}{4}$
n	nombre de spires	$n = 182$	
l_s	longueur d'une spire	$l_s = 0,1$ m	
A_f	surface du fil	$A_f = 5,76.10^{-3}$ m^2	
Vo_f	volume du fil	$Vo_f = 144,1.10^{-9}$ m^3	
A_s	surface d'une spire	$A_s = 31,6.10^{-6}$ m^2	
pp_r	pas réel	$pp_r = 4.10^{-3}$ m	
pp_a	pas apparent	$pp_a = 2.10^{-3}$ m	
$\mathcal{L}$	longueur totale du fil	$\mathcal{L} = 19,28$ m	voir 1
A_t	surface totale du fil	$A_t = 6,1.10^{-3}$ m^2	
l_1	prolongement l_1	$l_1 = 0,83$ m	voir 1
l_2	prolongement l_2	$l_2 = 0,1$ m	voir 1

Tableau B.2 - Caractéristiques thermiques et physiques du fil en platine (pureté 99,9%).

Les valeurs numériques sont relatives à une seule résistance et à une température de 100°C.

Grandeurs	Interprétations	Valeurs numériques	Commentaires
ρ_p	densité du platine	$\rho_p = 21{,}4.10^3$ kg/m^3	plage de température 0 à 1000°C
c_p	chaleur spécifique	$c_p = 0{,}24.10^3$ J/kg°C	
$\lambda = k$	conductivité	$k = 70 \ldots 75$ W/m°C	
ε	émissivité totale	$\varepsilon = 0{,}3$	
q'''_p	énergie générée dans le fil/unité de volume	$q'''_p = 5{,}8.10^8$ W/m^3	voir 2
$\overline{T}_{f,e}$	température moyenne du fil en présence de l'eau	$\overline{T}_{f,e} = 103{,}5$°C	
$\overline{T}_{f,v}$	température moyenne du fil en présence de la vapeur	$\overline{T}_{f,v} = 216$°C	
$\overline{h}_{f,e}$	coefficient de transfert de chaleur du fil en présence de l'eau	$\overline{h}_{f,e} = 4{,}1.10^3$ W/m^2°C	
$\overline{h}_{f,v}$	coefficient de transfert de chaleur du fil en présence de la vapeur	$\overline{h}_{f,v} = 125$ W/m^2°C	

Tableau B.3 - Caractéristiques électriques du fil en platine.

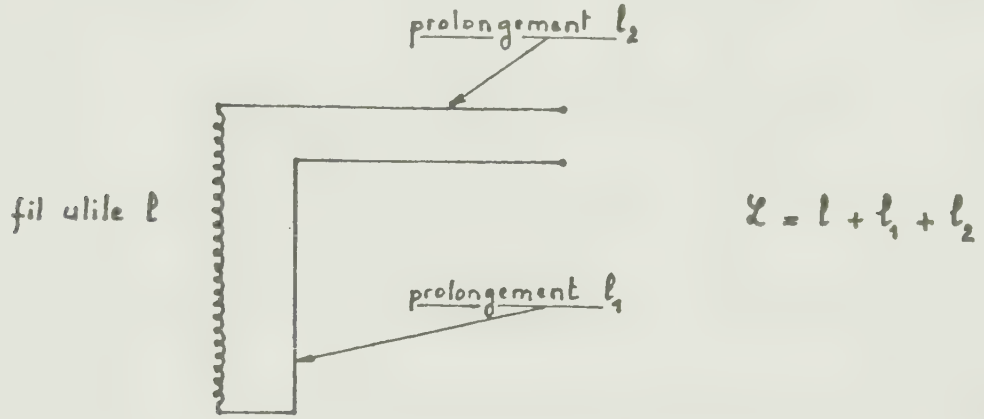
Grandeurs	Interprétations	Valeurs numériques						Commentaires
		T = 0°C	20°C	100°C	200°C	340°C	600°C	
ρ	résistivité $\mu.\Omega.cm$	9,81	10,59	13,66	17,39	22,414	31,18	
R_t/R_o	résistance normalisée	1	1,079	1,392	1,773	2,285	3,178	
$R_t = R(T)$	résistance totale du fil (Ω)	241	260	335	427	550,2	765,2	voir 3
$R(T)/\ell$	résistance par unité de longueur (Ω/m)	12,49	13,48	17,39	22,15	28,54	39,7	
$\frac{R(T)}{H}$	résistance par unité de hauteur du capteur (Ω/m)	325	350	451,8	575,5	727,6	1031,6	
α_o(1/°C)	$\alpha_o = \frac{R(100°C)-R(0°C)}{100\ R(or)}$	$39,26 .10^{-4}$						
δ	constante de Callendar	1,496						
$R_p(T)$	résistance utile sans prolongement	229,2	247,3	319	406	513,7	728	
R_{12}	résistance de l_2	1,25	1,35	1,74	2,22	2,85	3,97	voir 1
R_{12}	résistance de l_1	10,37	11,19	14,43	18,38	23,69	32,96	voir 1
I	courant (A)	0,622	0,577	0,448	0,351	0,273	0,196	voir 4
P	puissance dissipée le fil (W)	93,4	86,5	67,2	52,7	41	29,4	voir 4

Tableau B.4 - Caractéristiques du capteur (fil + support).

(Le support est en stumatite)

Grandeurs	Interprétations	Valeurs numériques	Commentaires
H_s	hauteur du capteur	$H_s = 0,730$ m	
H	hauteur utile du capteur	$H = 0,706$ m	
H_e	hauteur d'eau		
D_e	diamètre extérieur	$D_e = 0,032$ m	
D_i	diamètre intérieur	$D_i = 0,02$ m	
pp_f	profondeur du filetage	$pp_f = 5.10^{-5}$ m	
pp_r	pas réel du filetage	$pp_r = 4.10^{-3}$ m	
pp_a	pas apparent du filetage	$pp_a = 2.10^{-3}$ m	
A_{st}	surface totale de la stumatite (extérieure)	$A_{st} = 7,1.10^{-2}$ m^2	$A_{st} = \pi D_e H_s$
ρ_{st}	densité de la stumatite	$\rho_{st} = 2,4.10^3$ kg/m^3	$A_{st} = \pi D H$
V_{st}	volume de stumatite	$V_{st} = 3,82.10^{-4}$ m^3	A T = 1050°C
c_{st}	chaleur spécifique de la stumatite	$c_{st} = 85,3$ J/kg°C	
k_{st}	conductivité de la stumatite	$k_{st} = 1,4$ W/m°C	
$\overline{T}_s$	température moyenne du capteur		

1 - La longueur totale du fil comprend la longueur utile et les prolongements qui le relient aux appareils de mesure.



2 - A 100°C, la résistance du fil en platine est égale à 335 Ω. Si on fixe I à 0,5 A, la puissance produite par effet Joule est :

$$P = R\ I^2 = 335 \times (0,5)^2 \simeq 84\ W$$

Comme le volume du fil est égal à $144,1.10^{-9}\ m^3$ (voir tableau B.1), l'énergie générée dans le fil par unité de volume vaut :

$$q'''_p = \frac{P}{Vo_f} = \frac{84}{144,1.10^{-9}} \simeq 5,8.10^8\ W/m^3$$

3 - La résistance du fil en platine est reliée à la température par la formule de Callendar [6] :

$$R(T) = R(0°C)\left\{1 + \alpha_o\left[T - \delta\left(\frac{T}{100} - 1\right)\frac{T}{100}\right]\right\}$$

$$R(0°C) = \frac{\rho(0°C)\mathcal{L}}{s} = \frac{(9,81.10^{-6} \times 10^{-2}) \times 19,28}{7,854.10^{-9}} \simeq 240,8\ \Omega$$

La résistance à une température T se calcule à l'aide de la résistance normalisée (R_t/R_o) :

$$R(T) = \left(\frac{R_t}{R_o}\right) \times R(0°C)$$

4 - Si on prend une tension d'alimentation fixe (V = 150 V), la puissance générée n'est pas uniforme puisque la résistance augmente avec la température. Ainsi si à 0°C la puissance vaut :

$$P(0°C) = \frac{V^2}{R(0°C)} = \frac{(150)^2}{241} \simeq 93,4 \text{ W}$$

à 100°C elle ne vaut que :

$$P(100°C) = \frac{V^2}{R(100°C)} = \frac{(150)^2}{335} \simeq 67,2 \text{ W}$$

Le courant varie en conséquence. A 0°C il vaut :

$$I(0°C) = \frac{150}{241} \simeq 0,622 \text{ A}$$

à 100°C :

$$I(100°C) = \frac{150}{335} \simeq 0,448 \text{ A.}$$

Tableau B.5 - Properties of Platinum.

	Platinum
Density, g/cc at 0°C	21.45
Melting point, °C	1769
Thermal conductivity, cgs units	0.17
Coefficient of expansion (0–100°C)	8.9×10^{-6}
Specific heat, cal/g/°C at 20°C	0.032
Electrical resistivity, microhm-cm at 20°C	10.6
Temperature coefficient of resistance, (0–100°C)	0.0039
Tensile strength—annealed, tons/sq in.	10
Young's modulus, psi	22×10^6

Tableau B.6 - Caractéristiques de la stumatite.

Caractéristiques	Unités	Non cuite	Cuite à 1050° C	Cuite à 1300° C
■ générales :				
- Structure		presque compacte	presque compacte	compacte
- Densité apparente	g/cm³	2,6	2,4	2,5
- Absorption d'eau	%	1,5...2,0	2...3	0
■ thermiques :				
- Température limite d'emploi	° C		1050	1300
- Coefficient de dilatation linéaire	par ° C entre 20 et 1000° C	$6,8.10^{-6}$...$8,3.10^{-6}$	$2,0.10^{-6}$...$2,8.10^{-6}$	$7,2.10^{-6}$...$7,4.10^{-6}$
- Conductibilité thermique	mth/m/h/° C		1,2 .	2,3
- Chaleur spécifique	mth/daN/° C			0,204
+ résiste aux alcalis et acides à 20° C, sauf à l'acide fluorhydrique				
■ mécaniques :				
- Dureté	Mohs	2...3	5...6	7...8
- Résistance à la traction	daN/cm²	50...70	180...200	320...440
- Résistance à la compression	daN/cm²	600...650	1200...1500	8000...9000
- Résistance à la flexion	daN/cm²	120...150	250...300	800...1000
- Résilience	Joules/cm²	0,11...0,13	0,18...0,20	0,21...0,25
- Module d'élasticité	bar			$0,7.10^6$...$0,8.10^6$
■ diélectriques :				
- Rigidité diélectrique à 50 Hz	kV/mm	9...10	6...7	12...17
- Constante diélectrique à 1 MHz				6,1
- Facteur de perte à 1 MHz				86.10^{-4}
- Résistivité à 20° C	ohm/cm	10^9...10^{10}	10^{10}...10^{11}	10^{13}...10^{15}
- Resistivité à 600° C	ohm/cm	10^7...10^8	10^8...10^7	10^6...10^7

Tableau B.7 - Dynamic Viscosity, Thermal Conductivity and Prandtl Number in State of Saturation [29].

t	p	$\mu' = \eta'$	$\mu'' = \eta''$,	$k' = \lambda'$	$k'' = \lambda''$	Pr'	Pr''
°C	bar	10^{-6} kg/sm		mW/Km		—	
0,01	0,006112	1792,0	8,84	565	16,7	13,37	0,9816
10,0	0,01227	1305,5	9,17	584	17,4	9,373	0,9812
20,0	0,02337	1002,6	9,52	602	18,1	6,965	0,9805
30,0	0,04241	798,4	9,86	617	19,0	5,408	0,9730
40,0	0,07375	653,9	10,18	631	19,7	4,331	0,9741
50,0	0,12335	547,1	10,51	642	20,4	3,563	0,9754
60,0	0,19920	466,0	10,88	652	21,2	2,991	0,9833
70,0	0,3116	403,3	11,28	660	22,2	2,561	0,9837
80,0	0,4736	354,2	11,65	669	23,1	2,222	0,9895
90,0	0,7011	314,8	12,02	675	24,0	1,961	0,9977
100,0	1,01325	281,9	12,37	679	25,0	1,750	1,003
110,0	1,4327	255,5	12,71	681	25,7	1,587	1,024
120,0	1,9854	232,9	13,04	685	26,8	1,444	1,032
150,0	4,760	182,7	14,02	686	31,0	1,148	1,047
200,0	15,55	134,5	15,74	664	38,8	0,9109	1,153
250,0	39,78	106,5	17,57	615	51,0	0,8428	1,299
300,0	85,92	85,64	19,53	547	73,2	0,9021	1,564
350,0	165,4	65,16	23,73	447	138	1,474	2,949
360,0	186,7	59,72	25,68	425	174	2,049	3,707
370,0	210,5	52,16	29,72	418	293	5,387	7,802
372,0	215,6	49,66	31,99	450	377	13,850	19,25
374,0	220,9	43,57	38,35	793	791	136,42	222,77
374,15	221,2	40,6	40,6	914	914	∞	∞

' indique les grandeurs relatives à l'eau.

" indique les grandeurs relatives à la vapeur.

Tableau B.8 - Thermophysical Properties of Saturated Water.

TEMP. (K) T	PRESSURE (BAR)* P	SPECIFIC VOLUME (m^3/kg) $v_f \cdot 10^3$	v_g	HEAT OF VAPORIZATION (kJ/kg) h_{fg}	SPECIFIC HEAT (kJ/kg·K) $c_{p,f}$	$c_{p,g}$	VISCOSITY ($N \cdot s/m^2$) $\mu_f \cdot 10^6$	$\mu_g \cdot 10^6$	THERMAL CONDUCTIVITY ($W/m \cdot K$) $k_f \cdot 10^3$	$k_g \cdot 10^3$	PRANDTL NO. Pr_f	Pr_g	SURFACE TENSION (N/m) $\sigma_f \cdot 10^3$	EXPANSION COEFFICIENT (K^{-1}) $\beta_f \cdot 10^6$	TEMP. (K) T
273 15	0 00611	1.000	206 3	2502	4.217	1.854	1750	8.02	569	18.2	12 99	0 815	75 5	−68 05	273 15
275	0 00697	1 000	181.7	2497	4 211	1.855	1652	8.09	574	18.3	12.22	0 817	75.3	−32.74	275
280	0 00990	1 000	130 4	2485	4.198	1.858	1422	8 29	582	18.6	10.26	0 825	74.8	46 04	280
285	0 01387	1 000	99 4	2473	4 189	1.861	1225	8 49	590	18.9	8.81	0 833	74.3	114 1	285
290	0 01917	1 001	69 7	2461	4 184	1.864	1080	8 69	598	19.3	7.56	0 841	73 7	174.0	290
295	0 02617	1 002	51.94	2449	4.181	1.868	959	8 89	606	19.5	6 62	0 849	72.7	227.5	295
300	0 03531	1 003	39 13	2438	4 179	1.872	855	9.09	613	19 6	5.83	0 857	71.7	276.1	300
305	0 04712	1.005	27.90	2426	4.178	1 877	769	9 29	620	20.1	5 20	0 865	70.9	320.6	305
310	0 06221	1 007	22 93	2414	4.178	1.882	695	9 49	628	20.4	4.62	0 873	70 0	361 9	310
315	0 08132	1.009	17 82	2402	4.179	1.888	631	9.69	634	20.7	4 16	0 883	69 2	400 4	315
320	0 1053	1.011	13 98	2390	4 180	1.895	577	9.89	640	21.0	3.77	0 894	68 3	436.7	320
325	0 1351	1 013	11 06	2378	4.182	1.903	528	10 09	645	21.3	3 42	0 901	67.5	471.2	325
330	0 1719	1 016	8 82	2366	4 184	1 911	489	10 29	650	21 7	3 15	0 908	66 6	504 0	330
335	0 2167	1 018	7.09	2354	4 186	1 920	453	10 49	656	22 0	2 88	0 916	65.8	535.5	335
340	0 2713	1 021	5.74	2342	4 188	1.930	420	10 69	660	22.3	2.66	0 925	64 9	566 0	340
345	0 3372	1 024	4 683	2329	4.191	1.941	389	10 89	668	22 6	2 45	0 933	64 1	595 4	345
350	0 4163	1.027	3 846	2317	4 195	1.954	365	11.09	668	23 0	2 29	0 942	63.2	624.2	350
355	0 5100	1 030	3 180	2304	4 199	1.968	343	11.29	671	23 3	2 14	0.951	62.3	652.3	355
360	0 6209	1 034	2 645	2291	4 203	1.983	324	11.49	674	23 7	2 02	0.960	61.4	697.9	360
365	0 7514	1.038	2.212	2278	4 209	1.999	306	11.69	677	24 1	1.91	0 969	60 5	707.1	365
370	0 9040	1.041	1 861	2265	4 214	2 017	289	11.89	679	24 5	1.80	0 978	59.5	728.7	370
373 15	1 0133	1 044	1 679	2257	4.217	2 029	279	12 02	680	24 8	1.76	0 984	58 9	750 1	373 15
375	1 0815	1 045	1.574	2252	4 220	2 036	274	12 09	681	24.9	1 70	0 987	58.6	761	375
380	1 2869	1 049	1 337	2239	4 226	2 057	260	12.29	683	25 4	1 61	0 999	57.6	788	380
385	1 5233	1 053	1.142	2225	4 232	2 080	248	12 49	685	25 8	1.53	1 004	56 6	814	385
390	1 794	1.058	0 980	2212	4 239	2 104	237	12.69	686	26 3	1 47	1 013	55 6	841	390
400	2 455	1 067	0.731	2183	4 256	2 158	217	13 05	688	27.2	1 34	1 033	53 6	896	400
410	3 302	1 077	0 553	2153	4 278	2 221	200	13 42	688	28 2	1 24	1 054	51 5	952	410
420	4.370	1 068	0 425	2123	4 302	2 291	185	13 79	688	29 8	1 16	1 075	49 4	1010	420
430	5 699	1 099	0 331	2091	4 331	2 369	173	14.14	685	30 4	1 09	1 10	47.2		430
440	7 353	1 110	0 261	2059	4 36	2 46	162	14 50	682	31 7	1 04	1 12	45 1		440
450	9 319	1 123	0 208	2024	4 40	2 56	152	14.85	678	33 1	0 99	1 14	42.9		450
460	11.71	1 137	0 167	1989	4.44	2 68	143	15 19	673	34 6	0 95	1 17	40 7		460
470	14 55	1 152	0 136	1951	4 48	2 78	136	15 54	667	36 3	0 92	1 20	38 5		470
480	17 90	1 167	0 111	1912	4 52	2 94	129	15 88	660	38 1	0 89	1 23	36 2		480
490	21 83	1.184	0.0022	1870	4.56	3 10	124	16 23	651	40.1	0.87	1.25	33 9		490
500	26 40	1.203	0 0706	1825	4.66	3.27	118	16 59	642	42.3	0.86	1.28	31.6	-	500
510	31 66	1 222	0 0631	1779	4.74	3 47	113	16.95	631	44.7	0 85	1.31	29.3	-	510
520	37.70	1.244	0 0525	1730	4.84	3.70	108	17.33	621	47.5	0.84	1.35	26.9	-	520
530	44 58	1.268	0.0445	1679	4.95	3.96	104	17.72	608	50 6	0 85	1.39	24.5		530
540	52 38	1.294	0 0375	1622	5.08	4.27	101	18.1	594	54.0	0 86	1.43	22.1	-	540
550	61 19	1 323	0.0317	1564	5 24	4.64	97	18.6	580	58 3	0.87	1 47	19.7		550
560	71.08	1.356	0.0269	1499	5 43	5.09	94	19.1	563	63.7	0 90	1.52	17.3		560
570	82 16	1.392	0 0228	1429	5 68	5.67	91	19.7	548	76.7	0 94	1.59	15.0	-	570
580	94 51	1.433	0 0193	1353	6.00	6.40	88	20 4	528	76.7	0.99	1.68	12.8		580
590	108 3	1 482	0.0163	1274	6 41	7.35	84	21.5	513	84.1	1.05	1.84	10.5	–	590
600	123 5	1.541	0.0137	1176	7 00	8 75	81	22.7	497	92.9	1.14	2 15	8 4	-	600
610	137 3	1 612	0.0115	1068	7.85	11.1	77	24.1	467	103	1.30	2.60	6.3	–	610
620	159 1	1 705	0.0094	941	9.35	15.4	72	25.9	444	114	1.52	3.46	4.5		620
625	169 1	1.778	0 0085	858	10.6	18.3	70	27.0	430	121	1.65	4.20	3.5	–	625
630	179 7	1 856	0 0075	781	12.6	22 1	67	28 0	412	130	2.0	4.8	2.6	–	630
635	190 9	1 935	0 0068	683	16.4	27.6	64	30.0	392	141	2.7	6 0	1.5	–	635
640	202.7	2.075	0.0057	560	26	42	59	32 0	367	155	4.2	9.6	0 8	–	640
645	215 2	2.351	0.0045	361	90	-	54	37.0	331	178	12	26	0.1	–	645
647.3*	221.2	3.170	0 0032	0	∝	∝	45	45 0	238	238	∝	∝	0.0	–	647.3*

*Adapted from References 16 and 17.

*Critical temperature

*1 Bar = 10^5 N/m²

BIBLIOGRAPHIE

[1] John R. Lamarsh, "Introduction to Nuclear Engineering" Addison-Wesley Publishing Company, 1975.

[2] B. Saichi, M. Rezig, "Etude analogique du fonctionnement et du contrôle d'une centrale PWR 900 MWe". Thèse présentée au Centre des Sciences et de la Technologie Nucléaires, 1978.

[3] P. Moreno, I. Liu, E. Khan and N. Todreas, "Steady State Thermal Analysis of PWRs by a Single-Pass Procedure Using a Simplified Nodal Layout", Nucl. Eng. Design, 47, 35 (1978).

[4] J.P. Adams, V.E. Flitton, L.D. Goodrich, "Evaluation of Installed Instrumentation for Liquid Level Measurements", Report N° L0-87-79-128 EG & G 1979.

[5] "Three Mile Island and the future of Nuclear power" IEEE spectrum, November 1979.

[6] R.P. Benedict, Ed. "Fundamentals of Temperature, Pressure, and Flow Measurements", John Wiley & sons, New York 1972.

[7] J.H. Boland, "Nuclear Reactor Instrumentation" (In Core) Gordon and Breach Science Publishers, New York, 1970.

[8] R.B. Shields, "A Platinum In-Core Flux Detector" IEEE, Nuclear Science Ns 210, pp. 603 ff (1973).

[9] H. Schlichting, "Boundary Layer Theory" 6th edit. Mc Graw-Hill (1968).

[10] B. Gebhart, "Heat Transfer" Mc Graw-Hill (1971).

[11] J. Welty, Ch.E. Wicks, R.E. Wilson, "Fundamentals of Moment, Heat, and Mass Transfer" John Wiley and Sons (1969).

[12] E.M. Sparrow and J.L. Gregg, "Laminar Free Convection Heat Transfer from the Outer Surface of a Vertical Circular Cylinder", Trans. ASME, V. 78, pp. 1823-1829 (1956).

[13] E.J. Le Fevre and A. Ede, "Laminar Free Convection from the Outer Surface of a Vertical Circular Cylinder", Appl. Mech., Proc. Int. Congr., 9th, Brussels 4, pp. 175-183 (1957).

[14] K.T. Yang, "Possible Similarity Solutions for Laminar Free Convection on Vertical Plates and Cylinders", Trans. of the ASME, Journal of Applied Mechanics, Vol. 27, pp. 230-236 (1960).

[15] K. Millsaps and K. Pohlhaussen, "The Laminar Free Convection Heat Transfer from the Outer Surface of a Vertical Circular Cylinder", J. Aeronaut. Sci. V. 25, pp. 357-360 (1958).

[16] F.A. Bottemanne, "Experimental Results of Pure and Simultaneous Heat and Mass Transfer by Free Convection About a Vertical Cylinder for Pr = 0,71 and Sc = 0,63", Appl. Sci. Res. V. 25, pp. 372-382 (1972).

[17] G.C. Vliet and C.K. Liu, "An Experimental Study of Turbulent Natural Convection Boundary Layers", J. Heat Transfer V. 91, pp. 517-531 (1969).

[18] R. Cheesewright, "Turbulent Natural Convection from a Vertical Plane Surface", J. Heat Transfer V. 90 (1), pp. 1-8 (1968).

[19] Y. Jaluria and B. Gebhart, "An Transition Mechanisms in Vertical Natural Convection Flow", J. Fluid Mech. V. 66(2), pp. 309-337 (1974).

[20] Z.H. Oureschi and B. Gebahart, "Transition and Transport in a Buoyancy Driven Flow in Water Adjacent to a Vertical Uniform Surface", Int. J. Heat Mass. Transfer, V. 21, pp. 1467-1479 (1978).

[21] Y.S. Touloukian, G.A. Hawkins and M. Jakot, "Heat Transfer by Free Convection from Heated Vertical Surface of Liquids", Trans. ASME, V. 70, pp. 13-18 (1945).

[22] E.B. Carne, "Heat Loss by Natural Convection from Vertical Cylinders", Phil. Mag. V. 24, pp. 635-653 (1937).

[23] "Indicateur de niveau pour liquide à surface agitée", Brevet d'invention (RFA) n° 2 219 402 (1973).

[24] E.M. Sparrow and J.L. Gregg, "Laminar Free Convection from a Vertical Plate with Uniform Surface Heat Flux", Trans. ASME February 1956, pp. 435-441.

[25] E.R.G. Eckert and A.J. Diaguila, "Convective Heat Transfer for Mixed, Free, and Forced Flow Through Tubes", Trans. ASME, V. 76, pp. 497-504 (1954).

[26] E. Schmidt, "Properties of Water and Steam in SI-Units", 2nd Printing (1979).

[27] S.W. Churchill and H. Ozoe, "A Correlation for Laminar Free Convection From a Vertical Plate", Trans. ASME, November 1973, pp. 540-541.

[28] J. Kowalik and M.R. Osborne, "Methods for Unconstrained Optimization Problems", Modern analytic anc computational methods in science and mathematics, number 13 1968 pp. 24-26.

[29] H. Gröber, S. erk et U. Grigull, "Fundamentals of Heat Transfer", Mc Graw-Hill, pp. 126-129 (1961).

Manuscrit reçu le 28 avril 1982